PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 20 — 15. Oktober 1938 — Redaktionsschluß für Nr. 22 am 1. November 1938 — 39. Jahrgang

INHALT:

Abhandlungen:

K. Hoffmann, Die Bestimmung der an Gasen inkohärent gestreuten Röntgenstrahlung. S. 695.

A. Budó, Anomale Dispersion und freie Drehbarkeit. S. 706.

P. Jordan, Zur Frage einer spezifischen Anziehung zwischen Genmolekülen. S. 711.

F. Seidl, Der anomale Ladungsstrom in Seignettesalzkristallen. S. 714.

A. Deubner, Ein neues, einfaches Magnetometer für mittlere bis stärkste Felder. S. 716.

Besprechungen:

E. Hopf, Ergodentheorie, S. 718.

VDI-Jahrbuch 1938. S. 718.

M. Richter, Das Schrifttum über Goethes Farbenlehre. S. 718.

E. Eckert, Technische Strahlungsaustauschrechnungen u. ihre Anwendung in der Beleuchtungstechnik und beim Wärmeaustausch. S. 718.

H. Rupp, Die Leuchtmassen und ihre Verwendung. S. 719.

A. Unsöld, Physik der Sternatmosphären. S. 719.

P. Wessel, Physik für Studierende an Technischen Hochschulen und Universitäten. S. 720.

Vorlesungsverzeichnis für das Winterhalbjahr 1938/39. S. 720.

Nachrichten. S. 726.

Gesuche. S. 726.

ABHANDLUNGEN

Die Bestimmung der an Gasen inkohärent gestreuten Röntgenstrahlung

Von K. Hoffmann

1. Einleitung

Bei der Streuung von Röntgenstrahlen an Materie treten zwei Arten von Streustrahlung auf: eine kohärente Strahlung von unveränderter Wellenlänge und eine inkohärente von vergrößerter. Im kohärenten Anteil überlagern sich die von verschiedenen Streuzentren ausgehenden Amplituden, und es entsteht jenes für die Anordnung der Streuzentren typische Streubild, wie wir es aus den Kristallstrukturbildern, den Flüssigkeits- und Gasstreuaufnahmen kennen und aus dem wir rückwärts die Anordnung der Atome im Raum, ja sogar die Ladungsverteilung im Atom ermitteln können.

Für die inkohärente Strahlung zeigten Compton (1) und Debye (2) im Jahre 1923, daß man ihr Hauptkennzeichen, die Änderung der Wellenlänge mit dem Streuwinkel, in elementarer Weise berechnen kann, wenn man den Vorgang als Stoß der Strahlungsquanten mit den Elektronen auffaßt, auf den man die gewöhnlichen mechanischen Stoßgesetze anwendet. Im Gegensatz zur kohärenten treten bei der inkohärenten Streustrahlung keine Interferenzen auf, die gestreute Intensität hängt nur von der Zahl und der Art der Bindung der Elektronen ab. Sie macht sich daher bei Kristallstrukturaufnahmen, bei denen die in den Linien konzentrierte Strahlungsintensität durch Zusammenwirken einer sehr großen Anzahl von Atomen entsteht, nur als Untergrund bemerkbar; andererseits ist sie bei Gas- und Flüssigkeitsaufnahmen, besonders bei solchen an Molekülen mit leichten Atomen, von der gleichen Größenordnung wie die kohärente. Bisher mußte die Größe der inkohärenten Streuung theoretisch berechnet werden. Es war das Ziel der vorliegenden Arbeit, eine experimentelle Bestimmung durchzuführen. Über einen ersten Versuch in dieser Richtung ist bereits 1935 auf der Gauvereinstagung in Dresden von Bewilogua und mir berichtet worden.

2. Theorie

Die theoretische Berechnung der inkohärenten Streustrahlung gelang zuerst Wentzel (3), der für den einfachsten Fall, den des Wasserstoffatoms, zeigen konnte, daß die Summe aus kohärenter und inkohärenter Streustrahlung gleich der nach Thomson (4) klassisch berechneten Streuung eines freien Elektrons I_e ist. Diese ist aber, vom Polarisationsfaktor P abgesehen, konstant, so daß

$$I_{\text{koh}} = P \cdot I_e \cdot f^2$$

$$I_{\text{inkoh}} = P \cdot I_e \cdot (1 - f^2)$$

ist; dabei ist f der Atomformfaktor, der mit der Ladungsverteilung durch

$$f = \int_0^\infty 4\pi r^2 |\psi|^2 \frac{\sin x}{x} dr$$

verknüpft ist, wobei

$$x = 4\pi r \frac{\sin \vartheta/2}{\lambda}$$

ist.

Diese Formel läßt sich auch auf Atome mit mehreren Elektronen verallgemeinern, und es ergibt sich [Waller-Hartree (5)] für die Streuung eines Atoms mit n Elektronen für die kohärente Streuung:

$$I_{koh} = P \cdot I_e |\sum f_n|^2$$

und die inkohärente zu

$$I_{inkoh} = P \cdot I_e \left[\sum |1 - f_n^2| - W_{nm}\right]$$

mit

$$f_n = \int_0^\infty 4\pi r^2 |\psi_n|^2 \frac{\sin x}{x}\, dr\,,$$

wobei ψ_n die nach der Hartreeschen Methode berechnete Eigenfunktion des $n$ten Elektrons bedeutet. W_{nm} trägt der Wechselwirkung der Elektronen Rechnung. Wir werden im folgenden für die f_n die nach James Brindley (9) interpolierten Formfaktoren zugrunde legen und die Wechselwirkungsglieder vernachlässigen. Die Fehler sind, wie Bewilogua in einer unveröffentlichten Rechnung zeigen konnte, nur gering.

Heisenberg (6) hat unter Benutzung des Thomas-Fermischen Atommodells einen Ausdruck für die inkohärente Streustrahlung gefunden, der aus einer einzigen Tabelle für jedes Atom die Werte zu entnehmen gestattet. Bewilogua (7) hat die von Heisenberg gefundene Funktion tabuliert und ihren Anwendungsbereich diskutiert.

Die Berechnung der kohärenten Streuung erfolgt nach der bekannten Streuformel von Debye (8). Für die in sie einzusetzenden Atomformfaktoren gibt es zwei Näherungen. Die eine legt die Ladungsverteilung nach Thomas-Fermi zugrunde, und man erhält – ähnlich wie bei der inkohärenten Streustrahlung – einen Ausdruck, der in Parameterdarstellung für alle Atome Gültigkeit besitzt. Eine bessere, mit der Erfahrung ausgezeichnet übereinstimmende Näherung stammt von Hartree; diese Rechnungen existieren zwar nur für einige Atome, es gibt aber gute Interpolationen nach James Brindley (9). Es sei jedoch darauf hingewiesen, daß alle diese Rechnungen nur für die ungestörten Atome gelten und es bislang noch nicht streng möglich ist, die Formfaktoren von Atomen in Molekülverbänden anzugeben.

Für unsere weiteren Betrachtungen sind noch die Größe der Comptonverschiebung und die Linienbreite von Wichtigkeit. Es seien diese Werte daher kurz angegeben.

Die schon erwähnte Wellenlängenänderung $\Delta\lambda$ der inkohärenten Streustrahlung ist vom Streuwinkel ϑ abhängig und beträgt

$$\Delta\lambda = 0{,}0486 \cdot \sin^2 \frac{\vartheta}{2}\ \text{Å}$$

und ist von der absoluten Größe der Wellenlänge unabhängig.

Die für unsere Untersuchungen wesentliche Breite der Comptonlinie wurde zuerst von Du Mond und Kirkpatrick (12) behandelt. Durch sehr eingehende Untersuchungen mit ihrem Multikristallspektrographen konnten sie für eine Reihe von Substanzen zeigen, daß sich die Form der Linie durch eine Gaußsche Fehlerkurve darstellen läßt. Für die Abhängigkeit der Linienbreite $\delta\lambda$ vom Streuwinkel geben sie die folgende Formel an:

$$\delta\lambda = \lambda \frac{4v}{c} \sin \frac{\vartheta}{2}\,,$$

in der v die wahrscheinlichste Elektronengeschwindigkeit im Atom bedeutet. Zu übereinstimmenden Ergebnissen kamen auch Sommerfeld und Burkhardt (14), die das Problem auf wellenmechanischer Grundlage streng diskutierten.

3. Frühere Untersuchungen, Wollansche Filterdifferenzmethode

Die ersten Untersuchungen sind von Y. H. Woo und A. H. Compton (15) ausgeführt worden, die mit Hilfe eines Kristallspektrographen die gestreute Strahlung zerlegten. Sie führten ihre Untersuchungen an einer Reihe von amorphen Substanzen aus und fanden einen um so größeren inkohärenten Anteil, je größer der Streuwinkel und je niedriger die Ordnungszahl des Streustrahlers war.

Jauncey und May (17) versuchten aus dem diffusen Untergrund der Streustrahlung von Kristallen die Winkelverteilung der inkohärenten Intensität zu bestimmen. Da dieser Untergrund neben der eigentlichen Comptonstreuung noch die von der Wärmebewegung [Debye-Waller (23, 24)] herrührende Intensität und außerdem einen von Gitterstörungen und -Verunreinigungen hervorgerufenen kohärenten Anteil enthält, kann man indessen aus ihren Messungen keine sicheren Schlüsse ziehen [vgl. Woo (22)].

Die ersten Versuche mit gasförmigen Streustrahlern stammen von Wollan. Er interessierte sich allerdings hauptsächlich für Breite und Form der Comptonlinie. Seine Anordnung, aus der sich unsere erste Meßmethode entwickelt hat, geht im Prinzip auf das Rosssche Filterdifferenzverfahren (13) zurück, das auf folgendem beruht:

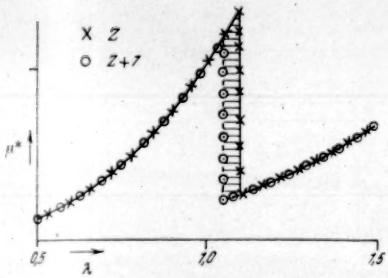


Fig. 1. Absorptionsverlauf zweier im periodischen System aufeinanderfolgender Elemente. ($\mu^* = \mu_z d_z = \mu_{z+1} d_{z+1}$; μ Absorptionskoeffizient, d Schichtdicke).

Trägt man die Absorption für Elemente, die im periodischen System benachbart liegen, als Funktion der Wellenlänge auf, so fallen, wenn man die durchstrahlten Dicken aufeinander abstimmt, die Kurven zusammen, so wie es in Fig. 1 dargestellt ist; nur in dem Gebiet zwischen den Absorptionskanten (in der Figur schraffiert) unterscheidet sich das Absorptionsvermögen, und zwar außerordentlich stark. Liegt nun gerade in diesem Bereich eine charakteristische Strahlung der Antikathode, so wird von beiden Filtern der kontinuierliche Untergrund gleich stark absorbiert, während die charakteristische Strahlung von dem einen Filter stark, von dem anderen nur sehr wenig absorbiert wird, d. h. die Filterkombination dient als Monochromator.

Ebenso kann man einen Bereich finden, in dem nur eine um $\Delta\lambda$ verschobene Intensität durchgelassen wird, d. h. man kann auf diese Weise die Comptonintensität bestimmen. Kombiniert man drei Filter, wie das zuerst Wollan getan hat, so kann man die kohärente und die inkohärente Intensität einzeln bestimmen.

I. Filterdifferenzmethode

Es ist prinzipiell am besten, die Bestimmung am freien Molekül vorzunehmen; außerdem ist dieses auch für viele Strukturuntersuchungen von praktischem Interesse, bei denen bisher die inkohärente Intensität theoretisch berücksichtigt werden mußte. Die Versuche wurden zunächst mit einer Methode gemacht, die sich an die von Wollan anlehnt. Sie führte indessen nicht zu voll befriedigenden Ergebnissen. Eine zweite Methode, die mit monochromatischer Primärstrahlung arbeitete, brachte bessere Resultate.

4. Prinzip der Trennmethode

Bei diesen Versuchen fand die Eigenstrahlung einer *Mo*-Antikathode als Primärstrahlung und abgeglichene *Zr*- und *Y*-Filter Verwendung. Die Methode zeigt gewisse Abweichungen gegenüber der von Wollan; sie beruht darauf, daß einmal vor dem Streuprozeß und einmal nach dem Streuprozeß gefiltert wird, wie es in Fig. 2 schematisch dargestellt ist. Man muß beachten, daß das *Zr*-Filter kohärente wie inkohärente Strahlung wenig absorbiert, das *Y*-Filter kohärente stark, inkohärente dagegen von einem gewissen Winkel, d. h. von einem gewissen $\Delta\lambda$ ab, schwach absorbiert und daß beide Filter den Untergrund gleich stark absorbieren. Dann geben die Differenzen $B-A$ die inkohärente, $C-A$ die gesamte und $C-B$ die kohärente Intensität.

Bei der experimentellen Ausführung dieses Prinzips wurde so verfahren, daß vor zwei gegenüberliegenden Fenstern einer Röntgenröhre zwei Gasstreukammern gleicher Art aufgestellt wurden und in der einen vor dem Streuprozeß mit *Y*- (Fall *A*), in der zweiten die obere Filmhälfte mit einem *Zr*-, die untere mit einem *Y*-Rundfilter gefiltert wurde (Fall *B* und *C*). Da die

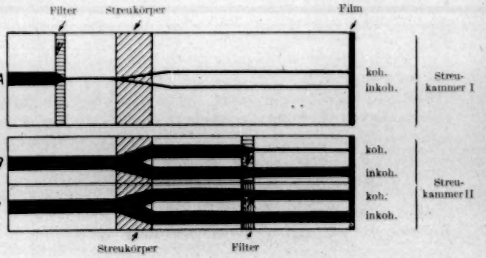


Fig. 2. Prinzip der Trennmethode mit zwei Streukammern und *Y*- und *Zr*-Absorptionsfilter.

Kammern bei den Aufnahmen mit dem gleichen Streugas gefüllt waren und die Filme bei der Entwicklung und Auswertung ganz gleichartig behandelt wurden, konnten so in der Tat aus den Differenzen der Filmschwärzungen die einzelnen Streustrahlungen nach dem oben beschriebenen Vorgang bestimmt werden. Selbstverständlich muß geprüft sein, daß beide Kammern unter gleichen Bedingungen auch gleiche Intensitäten liefern.

5. Filterherstellung und andere experimentelle Einzelheiten

Die beiden Sekundärfilter wurden aus konstruktiven Gründen dicht über dem Film angebracht. Es wurden deshalb Filter benötigt, die über eine größere Fläche hinreichend homogen waren. Die Herstellung dieser Filter erfolgte aus den gepulverten Oxyden von *Y* und *Zr*, die von Schering & Kahlbaum „pro Analysi" bezogen waren. Sie wurden, ähnlich wie bei Wollan (11), in Wachs verrührt und diese Masse zwischen Cellophan auf etwa 1 mm Dicke ausgepreßt. Zum Auspressen benutzten wir eine aus zwei Zylinderflächen bestehende Rundpresse, die das fertige Filter zugleich mit dem richtigen Krümmungsradius lieferte. Da ein besonderer Spektralapparat zum Abgleichen der Filter nicht zur Verfügung stand, wurde dieses mit einer mit gleicher Spannung wie bei den späteren *Mo*-Aufnahmen betriebenen Röhre mit *W*-Antikathode auf gleiche Absorption der Gesamtstrahlung vorgenommen. (Die *W*-Antikathode liefert ein Kontinuum in der gleichen Spektralgegend wie die *Mo*-Eigenfrequenz, ein Kontinuum ist aber sicherer zu vermessen.) Es war dann zu erwarten, daß die Abgleichung für unsere Zwecke genügen würde. Vom *Y*-Rundfilter wurde ein Stück abgeschnitten und als Vorfilter für die andere Streukammer benutzt.

Da die *Mo*-K_α-Strahlung im Film nur schwach absorbiert wird, wurden in jede Kassette zwei Filme eingelegt. Man erhält auf diese Weise mit einer Streuaufnahme zwei auswertbare Filmpaare; dabei beträgt die Schwärzung des unteren noch 60 Proz. von der des oberen. Hierdurch heben sich Fehler durch die Unregelmäßigkeit der Filmschicht bis zu einem gewissen Grade heraus.

6. Auswertung, Korrekturen

Zur Auswertung mußten an den Aufnahmen folgende Korrekturen angebracht werden:

1. Polarisationskorrektur; diese berechnet sich nach der Formel

$$F = \frac{1 + \cos^2\vartheta}{2}$$

(ϑ = Streuwinkel).

2. Die Gasstreukammern sind so konstruiert, daß stets die ganze Breite des einfallenden Strahles Streuung auf den Film aussenden kann, damit an jeder Stelle das Produkt aus Querschnitt mal Intensität konstant ist. Das strahlende Volumen hat dabei ganz verschiedene Abstände vom Film, die Wirkung auf den Film ist umgekehrt proportional zu R^2 (R ist der Abstand des strahlenden Volumens vom Film). Das strahlende Volumen nimmt dagegen nur direkt mit R zu — siehe Fig. 3 —,

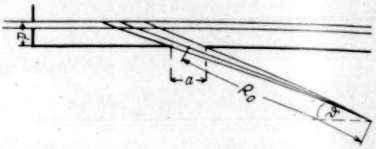


Fig. 3. Einfluß des Abstandes Film—Strahlendes Volumen auf dessen Größe.

so daß der experimentelle Wert unter kleinen und sehr großen Winkeln (großes R) zu klein herauskommt. Der Faktor, mit dem das Experiment zu multiplizieren ist, lautet:

$$F_\vartheta = \frac{R_0 + \dfrac{d}{\sin\vartheta}}{R_0 + d}.$$

In vielen Fällen kann man ihn vernachlässigen, bei uns jedoch ist d schon so groß, daß die Korrektur merklich wird.

3. Die experimentellen Werte der inkohärenten Streuungen sind mit der Klein-Nishina-Formel (10) relativistisch zu korrigieren. Da aber diese Korrektur nur für einen Vergleich mit der Theorie wesentlich ist, wurde sie in Anbetracht der Unsicherheit der Meßwerte bei diesem Versuch nicht durchgeführt.

7. Ergebnisse

Die Methode wurde auf die Untersuchung der Streuung an C_2H_2 angewandt. Fig. 4a und 4b zeigen das Ergebnis einer 8ostündigen Aufnahme. Fig. 4a enthält dabei die beobachteten Gesamt-

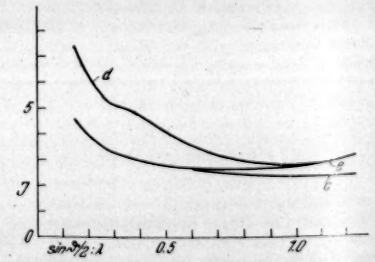


Fig. 4a. Gesamtintensitäten der Zweikammeraufnahmen von C_2H_2 mit *Mo*-Strahlung. d = Intensität nach *Zr*-Filter vor Film; e = Intensität nach *Y*-Filter vor Film; c = Intensität nach *Y*-Filter vor Kammer.

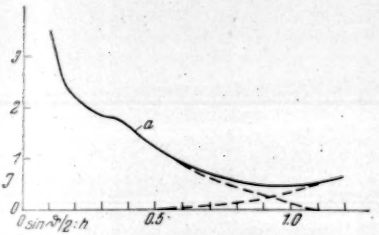


Fig. 4b. Durch Differenzbildung erhaltene Streukurven von C_2H_2.
a = Totalstreukurve von C_2H_2 für MoK_a; gestrichelt: Zerlegung in die einzelnen Anteile.

schwärzungen, während in Fig. 4b die beiden Streukurven als Differenz der Gesamtschwärzungen eingetragen sind. Das C—C-Maximum tritt hierbei gut in Erscheinung. Der Abstand ergibt sich zu

$$C = C = 1{,}15 \pm 0{,}1 \text{ Å}$$

in guter Übereinstimmung mit anderweitigen Bestimmungen.

Bei der Betrachtung der Aufnahmen fällt der überaus hohe Wert des Untergrundes auf, der unsere Messungen in viel stärkerem Maße stört als die von Wollan. Dies hat hauptsächlich zwei Gründe:

1. wird bei der photographischen Methode die *Mo*-Eigenstrahlung gegenüber der kürzerwelligen, welche die *Ag*-Fluoreszenzstrahlung anregt, und der längerwelligen, die besonders wegen der *Br*-Kante stärker absorbiert wird, benachteiligt. Wollan arbeitete mit der Ionisationskammer, die nicht in diesem ungünstigen Maße wellenlängenabhängig ist;
2. gelangt bei uns wegen des geringen Abstandes Filter—Film (nur einige Millimeter) ein relativ großer Teil der im Filter angeregten Eigenstrahlung auf den Film.

Gegenüber Wollan sind wir außerdem noch dadurch im Nachteil, daß wir wegen der geringen Gesamtintensität dünnere Filter benutzen müssen, wodurch die Differenzbildung und damit die Trennung der einzelnen Anteile schwieriger wird.

Außerdem ist die *Mo*-Eigenstrahlung für unsere Zwecke gar nicht besonders günstig, da der Abstand K_a-Linie—Absorptionskante groß ist und deshalb die Comptonstreuung erst unter verhältnismäßig großen Winkeln vollständig getrennt wird. Es wurde deshalb nach einer anderen Strahlung gesucht, die weniger unbekannte und störende Faktoren enthält und möglichst auch schon bei kleineren Winkeln die inkohärente Komponente zu messen erlaubt.

II. Experimente mit monochromatischer Strahlung

8. Auswahl der Strahlung und Betrachtung des Kantenübergangs

Aus den erwähnten Gründen wurde mit monochromatischer, durch Kristallreflexion gewonnener Primärstrahlung gearbeitet, wodurch sich die Monochromatisierung durch Filterdifferenzbildung erübrigte. Man benötigt daher nur ein Filter, das die Aufgabe übernimmt, die Comptonstreuung von der kohärenten zu trennen.

In diesem Fall muß das Filter so ausgewählt werden, daß seine Absorptionskante bei etwas höheren Wellenlängenwerten liegt als die Emissionslinie, aber andererseits möglichst nahe daran. Dann unterscheidet sich seine Absorption von einem gewissen Streuwinkel an für kohärente Strahlung sehr stark von der für inkohärente. Unter Benutzung der experimentell bestimmten Absorptionskoeffizienten läßt sich dann aus den Schwärzungen mit und ohne Filter die Zusammensetzung der Strahlung bestimmen.

In dem für spektroskopische Untersuchungen wichtigen Bereich von 0,5–2 Å gibt es eine Reihe von günstigen Trennmöglichkeiten, die in der folgenden Tabelle zusammengestellt sind; die Zahlenangaben sind dem Buch von Siegbahn, Spektroskopie der Röntgenstrahlen (18), entnommen.

Strahlung	Wellenlänge in XE	Kante	Wellenlänge in XE	Abstand in XE	Grenzwinkel
WL_{α_1}	1473	NiK	1483	10	57°
WL_{β_1}	1279	ZnK	1280	1,6	22°
BrK_{α_1}	1038	AsK	1042	4	33°
UL_{α_1}	909	BrK	918	9	51°
MoK_{α_1}	708	YK	725	17	73°
RuK_{α_1}	642	NbK	651	9	51°
RhK_{α_1}	612	MoK	618	6	40°

In der Tabelle sind alle die Stellen angegeben, bei denen eine K-Kante innerhalb der für eine Trennung notwendigen Entfernung von einer starken Emissionslinie liegt. Bei den K_α-Linien ist der Einfachheit halber nur die stärkere Komponente eingetragen. Die schwächere K_{α_2}-Linie liegt durchschnittlich um 4 XE näher an der Kante. Die letzte Spalte gibt an, von welchem Winkel an das Maximum der Comptonlinie die Kante überschritten hat.

Aus dieser Zusammenstellung geht hervor, daß es möglich ist, die hier angeschnittenen Untersuchungen gleichmäßig über ein $\sin\frac{\vartheta}{2}/\lambda$-Gebiet von etwa 0,2 bis 2,0 auszudehnen.

Für unsere weiteren Versuche wurden die beiden W-L-Linien als Primärstrahlung benutzt.

Besonders interessant liegt der Fall bei der W-L_{β_1}-Linie, hier beträgt der Abstand Linie—Kante nur 1,6 XE. Da die Halbwertsbreite der L_{β_1} nach Siegbahn 0,73 XE beträgt (18), ist sie bis zur Kante praktisch abgeklungen. Wenn wir nun die Form der Comptonlinie mit Wollan (16) als Gaußsche Fehlerkurve mit der Halbwertsbreite

$$\delta\lambda = \lambda \frac{4v}{c} \sin\frac{\vartheta}{2}$$

$$[\text{für unseren Fall } \delta\lambda = 46 \cdot \sin\frac{\vartheta}{2}\ XE]$$

ansetzen, so können wir nach Wollan für jeden Streuwinkel den Bruchteil der Comptonstreuung jenseits der Kante ausrechnen. Das Ergebnis zeigt Fig. 5.

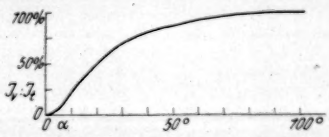


Fig. 5. Intensitätsverhältnis von getrenntem zu gesamtem verschobenen Anteil in Abhängigkeit vom Streuwinkel bei W-L_{β_1}-Strahlung und Zn-Filter.

Es ist der jenseits der Kante erscheinende Bruchteil der inkohärenten Streuung in Abhängigkeit vom Streuwinkel aufgetragen. Von etwa 25° ab hat so viel Comptonstreuung die Kante überschritten, daß man im Prinzip mit genügender Genauigkeit die totale Comptonintensität nach Multiplikation mit dem entsprechenden Faktor sollte bestimmen können, was für viele Probleme, z. B. Trennung der Wärmestreuung von der Comptonstrahlung bei der diffusen Kristallreflexion u. ä., von Interesse sein kann.

Der experimentellen Ausführung stellte sich aber nun die Hauptschwierigkeit entgegen, daß die W-L-Strahlung nur sehr schwach ist. Sind schon Gasstreuaufnahmen mit monochromatischer Cu-K_α-Strahlung schwer zu erhalten, so mußten hier noch besondere Vorkehrungen getroffen werden, um überhaupt auswertbare Aufnahmen zu erhalten. Es war dabei neben der Vergrößerung der Fensteröffnung der Streukammer eine Verbreiterung des Blendenganges nicht zu umgehen. Dadurch gelangte neben der reinen Linienstrahlung noch ein bestimmter Bruchteil Untergrundstrahlung in die Streukammer, der gesondert berücksichtigt werden muß. In dem interessanten Gebiet bei kleinen Streuwinkeln ist daher doch keine genaue Bestimmung der inkohärenten Streustrahlung möglich. Es kommt noch hinzu, daß bei kleinen Winkeln der Anteil der verschobenen Intensität an der Gesamtstrahlung bei Gasstreuaufnahmen klein ist. Es wird daher bei unseren Versuchen die Trennung erst von etwa 50–60° an betrachtet.

9. Bau und Eichung der Filter

Von besonderer Wichtigkeit ist wieder wie oben die Verwendung homogener Filter. Für die W-L_β-Aufnahmen wurde als Filter Nickelfolie von 6,6 μ Dicke (durch Wägen bestimmt) benutzt, die uns von der Firma Langbein-Pfanhauser[1]) zur Verfügung gestellt worden war. Für die W-L_β-Aufnahmen wurde nach der oben (S. 698) beschriebenen Methode ein Filter aus Zinkoxydpulver in Wachs hergestellt. Bei der ersten Methode ist die Absorption des Bindemittels, die keinen Sprung aufweist, ohne Bedeutung. Bei der zweiten Methode hingegen muß man dafür sorgen, daß das Bindemittel möglichst wenig zur Absorption beiträgt. Es gelang, Filter von nur 0,35 mm Gesamtdicke herzustellen, die trotzdem genügend homogen waren.

Die Filter wurden nun auf einer Filmkassette befestigt und die Prüfung auf Homogenität und Absorption vorgenommen. Die Bestimmung der Homogenität erfolgte nach Fig. 6: Die Kassette wird konzentrisch um einen kreisförmig ausgeblendeten Röntgenstrahl herumgelegt. Es entsteht so eine Art Röntgengasstreukammer, bei der der Streuwinkel 90°, und die Streusubstanz Luft ist. Es wird sodann das Verhältnis von gefilterter zu ungefilterter Filmschwärzung über die gesamte Filterausdehnung bestimmt. Die Abweichungen vom Mittelwert sind bei beiden Filtern nicht größer als ± 5 Proz. und brauchen daher nicht gesondert berücksichtigt zu

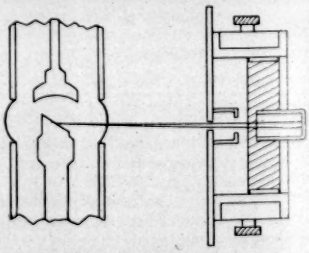


Fig. 6. Anordnung zur Prüfung der Homogenität der Filter.

1) Der Firma Langbein-Pfanhauser sei an dieser Stelle für die Überlassung der Nickelfolie bestens gedankt.

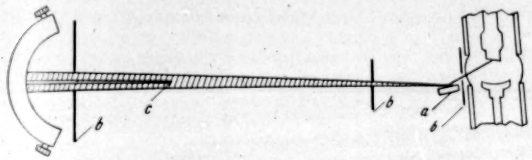


Fig. 7. Anordnung zur Bestimmung der Filterabsorption für verschobene und unverschobene Strahlung.
a = Monochromator. b, c = Blenden.

werden. Die Bestimmung der Filterabsorption geschah nach der in Fig. 7 gezeigten Anordnung. Mit dem Kristall a wurde die Linie eingestellt und mit den Blenden b störende Streustrahlung abgeschirmt. Die Kassette mit dem Filter befand sich in großem Abstande von der Röhre (etwa 1 m). Die eigentliche Linie wurde nun in etwa halber Entfernung durch einen Bleiwinkel c ausgeblendet, so daß nur der Bremsstrahluntergrund zu beiden Seiten der Linie auf den Film gelangen konnte. Das geschah einesteils, weil sich Intensitätsbestimmungen in der Linie selbst nur ungenau ausführen lassen, andererseits weil es vernünftiger war, beide Absorptionskoeffizienten (vor und hinter der Kante) bei etwa der gleichen Absolutintensität zu bestimmen, besonders mit Rücksicht auf die Sekundärstreuung im Filter.

Die Spannung der Röhre muß dabei peinlichst unter der doppelten Anregungsspannung gehalten werden. Eine Erhöhung der Spannung von 14 auf 18 kV machte sich schon durch Auftreten der zweiten Ordnung, die bei dem langen Luftweg viel schwächer absorbiert wird, störend bemerkbar. Es ergab sich, daß beim Nickelfilter vor der Kante (d. h. in unserem Versuch von der kohärenten Strahlung) 22 Proz. durchgehen, hinter der Kante (in unserem Versuch der Comptonlinie) 78 Proz., bei Zinkfilter entsprechend 26 Proz. und 69 Proz. Die Punkte AA' und BB' in unserer Fig. 8 geben dabei den Bruchteil durchs Filter gehender Intensität im Falle unverschobener (AA'-) und verschobener (BB'-) Strahlung an. Verbinden wir nun die entsprechenden Punkte durch eine Gerade, so können wir für jedes gefundene Intensitätsverhältnis von durch das Filter gehender zu direkter Strahlung die entsprechende Strahlenzusammensetzung aus der Abszisse der Fig. 8 ablesen.

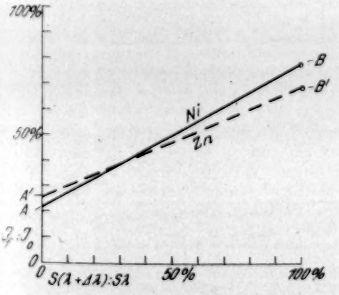


Fig. 8. Zusammenhang zwischen Durchlässigkeit und Strahlzusammensetzung aus unverschobenem und verschobenem Anteil.

Wir sind an einem möglichst steilen Verlauf dieser Geraden interessiert oder, mit anderen Worten, $B-A$ soll seinen maximalen Wert annehmen; denn dann ruft eine bestimmte Änderung der Strahlenzusammensetzung die größte Änderung des Verhältnisses von gefilterter zu ungefilterter Filmschwärzung hervor. Wir werden nun sehen, wie weit diese optimale Bedingung bei uns erfüllt ist.

Der Wert $B-A$ ist durch folgende Beziehung gegeben:

$$B-A = e^{-\mu_A d} - e^{-\mu_B d};$$

damit $B-A$ ein Maximum wird, muß die erste Ableitung Null werden. Das ergibt, wenn wir die Dicke des verwandten Filters gleich 1 setzen für d_m, d. h. die günstigste Filterdicke den Ausdruck:

$$d_m = \frac{1}{\mu_B - \mu_A} \cdot ln \frac{\mu_B}{\mu_A}.$$

Durch Einsetzen der experimentell gefundenen Absorptionskoeffizienten erhalten wir folgende Werte:

	d	A in Proz.	B in Proz.	$B-A$ in Proz.	d_m	A_m in Proz.	B_m in Proz.	B_m-A_m in Proz.
Ni	1	22	78	56	1,4	11	72	61
Zn	1	26	69	43	1,3	17	62	45

Im günstigsten Falle sind die Kantendifferenzen $B-A$ nur unwesentlich größer, die Einzelwerte liegen dagegen tiefer. Für die Auswertung ist es dagegen günstig, wenn die Filmschwärzungen stärker sind, so daß man sagen kann, daß die experimentell hergestellten Filterdicken gut getroffen wurden. Die Trennbedingungen sind für das Nickelfilter etwas günstiger als für das Zinkfilter, was infolge der Herstellung des letzteren aus dem Zinkoxyd und zum Teil auch wegen der Vermengung mit Wachs zu erwarten war.

Die theoretische Berechnung der Nickelabsorption nach den Tabellen von Jönsson (19) ergibt die Werte: $A = 16$ Proz., $B = 79$ Proz. Die Abweichung des unteren Wertes ist auf Filtersekundärstreuung und Verunreinigung des Nickels zurückzuführen. Eine im hiesigen Chemischen Institut ausgeführte Analyse einer ähnlich hergestellten Nickelfolie ergab 3 Proz. Verunreinigungen, hauptsächlich durch Chrom und Eisen[1]).

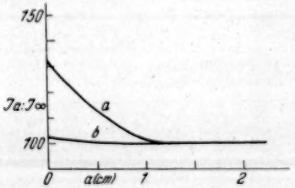


Fig. 9. Einfluß des Abstandes Filter–Film auf die vom Filter durchgelassene Intensität, wobei das Verhältnis I im Abstand a zu I im Abstand unendlich als Ordinate aufgetragen ist.
a = vor Absorptionskante, b = hinter Absorptionskante.

Der Einfluß der Filtersekundärstrahlung wurde besonders untersucht. Fig. 9 zeigt den Einfluß der Sekundärstrahlung, auf die die Erhöhung der durchs Filter gegangenen Intensitäten mit kleiner werdendem Abstand Filter–Film zurückzuführen ist. Es ist darauf zu achten, daß das Filter sowohl bei den Streuaufnahmen wie bei den Filtereichaufnahmen den gleichen Abstand vom Film hat. Dann kann die Sekundärstreuung die Ergebnisse nicht verfälschen. Überschlagsweise geht aus dieser Messung hervor, daß rund 40 Proz. der in der K-Schale absorbierten Energie wieder als Strahlung emittiert wird, in Übereinstimmung mit anderweitigen Messungen, Niens (20).

1) Herrn Professor F. Hein sei an dieser Stelle für die Untersuchung der Nickelfolie herzlichst gedankt.

10. Streukammern und andere experimentelle Einzelheiten

Für die oben beschriebenen Mo-Zweifilteraufnahmen wurden zwei Streukammern benutzt, wie sie z. B. bei Richter (21) beschrieben worden sind. Für die monochromatischen W-L_{α_1}- und W-L_{β_1}-Aufnahmen mußte jedoch eine neue Streuzelle konstruiert werden, da die Lichtstärke der anderen Kammern nicht ausreichte. An Stelle des üblichen Blendenganges wurden zwei verschraubbare Spalte so aufgestellt, daß auch bei 2 mm Spaltöffnung noch keine direkte Röntgenstrahlung auf die Fensterschneiden der Kammer fallen konnte. Beim Justieren wurden die Spalte dann auf etwa 1 mm zugeschraubt. Das Fenster wurde ebenfalls besonders groß dimensioniert, da es uns ja nicht darauf ankam, genaue Maxima und Minima zu bestimmen, sondern nur den allgemeinen Kurvenverlauf gut ausgeprägt zu erhalten. Die Kammer wurde durch auf zwei Zylinderflächen geklebtes Cellophan von 20 μ Dicke verschlossen. Mit einem Bleischieber konnte außerhalb der Zelle die Primärstrahlung unterbrochen werden. Mit dieser Streukammer konnten nun in einer Zeit von 100–200 Stunden gut auswertbare W-L-Aufnahmen von CO_2 erhalten werden.

Die Röntgenstrahlung wurde in einer Ionenröhre Haddingscher Bauart erzeugt, worüber schon an anderer Stelle berichtet wurde (25).

11. Auswertung, experimentelle und theoretische Korrekturen

Für die Auswertung verweisen wir auf S. 698. Es ist dabei zu ändern bzw. zu ergänzen:

Zu 1. Da mit monochromatischer Strahlung gearbeitet wurde, ist die Polarisationskorrektur in folgender Form zu verwenden:

$$F_1 = \frac{1 + \cos^2\vartheta \cdot \cos^2\beta}{1 + \cos^2\beta}$$

(β = Streuwinkel des am Kristall reflektierten Strahles).

Zu 3. Die Nishina-Formel lautet:

$$F_3 = \left[1 + \frac{2h}{mc}\left(\sin^2\frac{\vartheta}{2}\Big/\lambda\right)\right]^{-3}.$$

Sie ist nun nicht von $\sin\frac{\vartheta}{2}/\lambda$, dem Maßstab, in dem wir sowohl Theorie als auch Experiment auftragen, abhängig, sondern von $\sin^2\frac{\vartheta}{2}/\lambda$. Daher müßte, streng genommen, die Korrektur für die beiden W-Strahlungen gesondert berücksichtigt

werden. Die Unterschiede sind jedoch (siehe die nachfolgende Tabelle) so gering, daß wir sie ohne Bedenken an der theoretischen Kurve mit den Mittelwerten anbringen können. Die Größenordnung der Korrektur geht aus folgender Tabelle hervor:

$\sin\frac{\vartheta}{2}/\lambda$	0,0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7
FWL_{α_1}	100	100	99	98	96,7	94,8	92,5	
FWL_{β_1}	100	100	99	98,5	97	96	94	91
$FL_{(\alpha_1+\beta_1)}$	100	100	99	98	97	95,5	93,3	91

4. Bei unserer Anordnung war es im Interesse einer genügenden Helligkeit nicht möglich, die Linie vollkommen monochromatisch auszublenden, sondern es

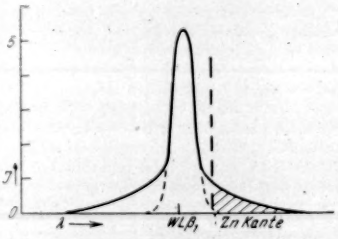


Fig. 10. Zur Berücksichtigung der Untergrundstreuung, getrennter Anteil schraffiert.

gelangte noch ein Bruchteil Untergrundstrahlung zu beiden Seiten der Linie mit in die Streukammer, wie es Fig. 10 schematisch andeutet. Dies äußert sich in der Form, daß bereits unter so kleinen Winkeln, bei denen die von L_{α_1} herrührende Comptonstrahlung die Absorptionskante noch gar nicht überschritten haben konnte, ein Bruchteil Strahlung mit größerer Wellenlänge beobachtet wurde. Dieser Bruchteil (kohärente und inkohärente Strahlung vom Untergrund) betrug in beiden Fällen größenordnungsmäßig 10 Proz. und wurde in den Ergebnissen entsprechend berücksichtigt.

Die entsprechende Korrektur für den kürzerwelligen Untergrund konnte nicht angebracht werden, da sich aus dem Experiment keine sicheren Daten für seine Größe entnehmen ließen. Im übrigen ist, wie man leicht einsieht, sein Einfluß auf das Ergebnis geringer.

12. Diskussion

Mit der zweiten Methode wurden Aufnahmen an CO_2 gemacht, die in Fig. 11 zusammengefaßt dargestellt sind. Bei der Gleichsetzung mit der Theorie in der üblichen Weise ergibt sich eine gute Übereinstimmung der Totalstreukurve, wenn man mit der Hartreeschen Näherung rechnet[1]). Das Experiment liefert für jeden Winkel das Verhältnis von inkohärenter zu kohärenter Streustrahlung. Dieses Verhältnis muß man mit dem aus der Theorie folgenden Verhältnis ver-

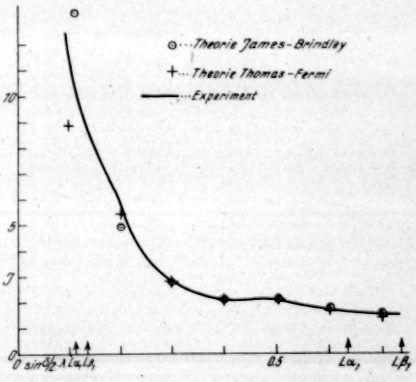


Fig. 11. Vergleich der mit W–L-Strahlung erhaltenen Streukurve von CO_2 mit der Theorie.

gleichen. Zum Beispiel ergeben sich für $\sin\frac{\vartheta}{2}/\lambda = 0{,}6$ die folgenden Werte:

$$\left(\frac{I_{koh}}{I_{inkoh}}\right)_{exp} = 1{,}6\,, \qquad \left(\frac{I_{koh}}{I_{inkoh}}\right)_{theor\ (Hartree)} = 0{,}6^{2})\,.$$

Dieser außerhalb der Fehlergrenze liegende Unterschied ist durch die folgende Betrachtung zu verstehen. Man weiß, daß durch die chemische Bindung in größerer Entfernung vom Kern eine Konzentration von Elektronen bewirkt wird; quantitativ angebbar ist dieses für H_2 nach Heitler-

1) Für den Abstand C–O wurde der Wert 1,1 Å gewählt, der allen Erfahrungen am besten entspricht.

2) Nach Thomas-Fermi ist das Verhältnis innerhalb der weiten Fehlergrenzen gleich. Alle Erfahrungen zeigen aber mit Hartree ausgezeichnete Übereinstimmung der kohärenten Intensität, mit Thomas-Fermi dagegen schlechte Übereinstimmung bei großen Winkeln. Es ist deshalb berechtigt, die Diskussion auf die Hartreesche Näherung zu beschränken.

London. Eine Konzentrierung bedeutet ein größeres f_n, also z. B. $f_{n_0}+b$ für die äußersten Elektronen; d. h. die kohärente Intensität, die durch $\left|\sum_1^n f_n\right|^2$ dargestellt ist, nimmt zu, und zwar um $b^2+2b\sum_1^n f_n$, die inkohärente Intensität $(Z-\sum_1^n f_n^2)$ nimmt ab, und zwar um b^2+2bf_n. Die Zunahme der kohärenten Intensität ist also größer als die Abnahme der inkohärenten. Außerdem sieht man, daß auch die Gesamtintensität größer wird, und zwar um $2b\cdot\sum_1^{n-1} f_n$. Bestimmt man nun die Gesamtintensität absolut, so muß sich zeigen, daß das Experiment einen höheren Wert ergibt als die Theorie. Diese Absolutbestimmung wurde nun ausgeführt und sei im folgenden beschrieben; unter Absolutbestimmung sei die Ermittlung der unter dem Winkel ϑ gestreuten Strahlung in Einheiten der Primärstrahlung verstanden.

III. Absolutbestimmung der Streuintensität

13. Prinzip der Methode

Die photographische Methode wird zur Absolutmessung brauchbar, wenn man den Primärstrahl, dessen Intensität für Gase etwa 10^5mal größer ist als die unter 90° gestreute Strahlung, so weit schwächt, daß er photometrisch mit gleicher Genauigkeit wie die Streuaufnahme auswertbar ist[1]). Die Schwierigkeit besteht darin, den Schwächungsfaktor genau zu bestimmen.

Hier wurde die Schwächung mit zwei Stufen erreicht. Erstens wurde durch einen rotierenden Sektor die Intensität auf etwa 1 : 500 herabgesetzt, und zweitens wurde diese Intensität nicht während der ganzen Aufnahme, sondern nur während eines bestimmten Bruchteils der Belichtungszeit photographiert. Dabei muß man voraussetzen, daß die Primärintensität während der Aufnahme konstant bleibt. Um diese Bedingung annähernd zu erfüllen, wurde wegen der besseren Konstanz des Netzes während der Nacht gearbeitet. Ferner wurde der Primärstrahl vor und nach der Streuaufnahme mit je der Hälfte der erforderlichen Belichtungszeit photographiert; schließlich wurde eine größere Anzahl Aufnahmen angefertigt, so daß die Schwankungen sich einigermaßen herausmitteln.

14. Experimentelle Ausführung

Die Aufnahmen wurden wegen der besseren Konstanz mit einer Müller-Chromstahl-Feinstrukturuntersuchungsröhre mit *Cu*-Anode gemacht, die Spannung betrug bei allen Versuchen 30 kV bei 20 mA. Bei diesen Absolutmessungen wurde nicht monochromatisch, sondern nur mit gefilterter Strahlung gearbeitet; es zeigte sich nämlich beim Vergleich mit Aufnahmen, die gänzlich ohne Filter und solchen, die mit 6-μ-Nickelfilter hergestellt waren, daß Filterung für unseren Zweck ausreichte.

Die Bestimmung des Öffnungsverhältnisses des Sektors geschah zur Vermeidung von Parallaxenfehlern so, daß in der richtigen Sektorstellung die Breite der wirksamen Öffnung durch die Röntgenstrahlen selbst auf einem am Sektor befindlichen Film aufgezeichnet wurde. Die Breite des Öffnungsbildes wurde dann mit dem Registrierphotometer zu 0,83 mm bestimmt. Die Primärintensität I_0 wird als Produkt von Fläche

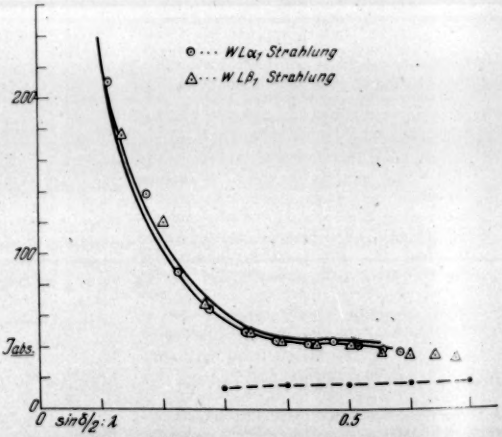


Fig. 12. Absolutfestlegung der mit *W*–*L*-Strahlung erhaltenen Streukurve an CO_2 durch Absolutbestimmung mit gefilterter (untere ausgezogene Linie) und ungefilterter (obere ausgezogene Linie) CuK_α-Strahlung
------ Inkohärenter Anteil.

1) Diese Absolutbestimmung setzt einen Schwarzschildexponenten = 1 voraus, eine Voraussetzung, die für Röntgenstrahlen immer erfüllt ist.

der Nullmarke auf dem Film mal ihrer Schwärzung (bezogen auf eine bestimmte Belichtungszeit) ermittelt. Die Auswertung dieses Produktes geschah registrierphotometrisch wie folgt: Die Nullmarke wird in ihrer Längsrichtung mit einer Photometerspaltbreite, die ihre Breite um ein geringes übertrifft, ausphotometriert. Die Ordinate der so erhaltenen Registrierkurve ist proportional der Schwärzung der Nullmarke, die Abszisse proportional deren linearer Ausdehnung. Die von der Kurve umschlossene Fläche ergibt unter Berücksichtigung der Photometerübersetzung ein direktes Maß der Nullpunktsintensität I_0. In der gleichen Weise kann man ein direktes Maß für die unter dem Winkel ϑ gestreute Intensität I_ϑ erhalten. Dividiert man noch I_0 und I_ϑ durch die entsprechenden Belichtungszeiten, so kann man für alle Winkel I_ϑ in Bruchteilen von I_0 angeben.

Es wurden fünf gefilterte Aufnahmen mit Belichtungszeiten von etwa 2 Stunden hergestellt. Die maximalen Abweichungen vom Mittelwert betrugen dabei für Streustrahlung und Primärstrahlung etwa ± 4 Proz., drei ungefilterte Aufnahmen zeigten Abweichungen von etwa ± 6 Proz. Für die Absolutwerte schätzen wir, besonders im Hinblick auf die nicht monochromatische Strahlung, den Fehler auf ± 10 Proz.

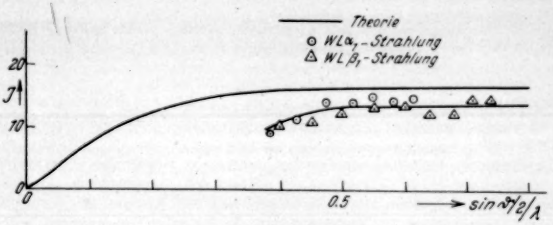


Fig. 14. Inkohärente Intensität von CO_2 absolut.

15. Ergebnisse

Die von N Kohlensäure-Molekülen unter dem Winkel ϑ gestreute, in einem Abstand R beobachtete Intensität ist gegeben durch die Formel:

$$\frac{I_\vartheta}{I_0} = \frac{1+\cos^2\vartheta}{2} \cdot N \cdot \frac{1}{R^2} \frac{e^4}{m^2 c^2} [I_{koh} + I_{inkoh}]_{CO_2}.$$

Die Zahl der bestrahlten Teilchen N ergibt sich aus der Geometrie der Streuanordnung, Gasdichte, Temperatur und Barometerstand.

In Fig. 12 ist die Absolutkurve für die Totalstreuung dargestellt. Fig. 13 und 14 geben die beiden Anteile getrennt. Die Ordinaten sind in Thomsoneinheiten $\frac{e^4}{m^2 c^4}$ angegeben. Die Fig. 13 und 14 enthalten dabei sowohl die theoretisch, wie die experimentell gewonnenen Werte.

Als Beispiel sei angegeben: Unter 90° ergibt sich für I_ϑ/I_0 $1{,}06 \cdot 10^{-5}$ oder 42,4 Thomsoneinheiten.

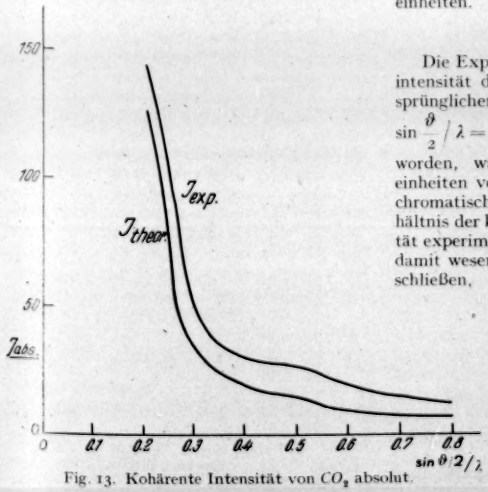


Fig. 13. Kohärente Intensität von CO_2 absolut.

16. Diskussion

Die Experimente ergeben, daß die Gesamtintensität durchweg größer ist als nach der ursprünglichen Theorie erwartet wurde, z. B. sind für $\sin\frac{\vartheta}{2}/\lambda = 0{,}60$ 35 Thomsoneinheiten gefunden worden, während die Theorie 27 Thomsoneinheiten voraussagte. Das Ergebnis der monochromatischen Streuaufnahmen, daß das Verhältnis der kohärenten zur inkohärenten Intensität experimentell größer war als theoretisch, ist damit wesentlich gestützt. Man kann jetzt ausschließen, daß irgendwelche systematischen Fehler vorhanden waren, die etwa die eine Komponente bevorzugten.

Die Untersuchungen an CO_2 haben gezeigt, daß es möglich ist, die beiden Anteile der Streustrahlung getrennt mit ausreichender Genauigkeit zu bestimmen. In der Einleitung wurde die Wichtigkeit dieser Trennung für die Anwendung

bereits dargelegt. Es ergab sich darüber hinaus die interessante Feststellung, daß bei CO_2 die äußeren Elektronen durch die bisherige Theorie nicht befriedigend dargestellt werden. Ob es sich dabei wirklich um den Einfluß der Bindungselektronen handelt oder überhaupt um eine schlechte Näherung der Ladungsverteilung, könnten erst Experimente an Edelgasen entscheiden, die einer verbesserten Technik vorbehalten sind. Jedenfalls steht fest, daß die getrennte Bestimmung der beiden Anteile wichtigen Aufschluß über feinere Fragen der Elektronenverteilung, die der bisherigen Messung der Totalintensität allein unzugänglich waren, geben kann.

Die vorliegende Arbeit entstand in den Jahren 1934–1936 im Physikalischen Institut der Universität Leipzig.

Herrn Prof. Dr.Dr. h. c. P. Debye spreche ich für die Anregung zu dieser Arbeit und sein stetes Interesse meinen herzlichsten Dank aus.

Literaturverzeichnis

1) A. H. Compton, Phys. Rev. **21**, 207 und 483, 1923.
2) P. Debye, Physik. Zeitschr. **24**, 161, 1923.
3) G. Wentzel, Zeitschr. f. Phys. **43**, 1 und 779, 1927.
4) J. J. Thomson, Conduction through Gases, S. 325.
5) I. Waller, Zeitschr. f. Phys. **51**, 213, 1928.
6) W. Heisenberg, Physik. Zeitschr. **32**, 737, 1931.
7) L. Bewilogua, Physik. Zeitschr. **32**, 740, 1931.
8) P. Debye, Ann. d. Phys. **46**, 809, 1915.
9) R. W. James und G. W. Brindley, Phil. Mag. **12**, 81, 1931.
10) O. Klein und Nishina, Zeitschr. f. Phys. **52**, 853, 1928.
11) E. O. Wollan, Phys. Rev. **43**, 955, 1933.
12) Du Mond und Kirkpatrick, Rev. Mod. Phys. **5**, 19, 1933.
13) P. A. Ross, Phys. Rev. **28**, 425, 1926.
14) G. Burkhardt, Ann. d. Phys. (5), **26**, 567, 1936.
15) Y. H. Woo und A. H. Compton, Phys. Rev. **28**, 2425, 1926.
16) E. O. Wollan, Physik. Zeitschr. **35**, 253, 1934.
17) Jauncey und May, Phys. Rev. **23**, 128, 1924.
18) M. Siegbahn, Spektroskopie der Röntgenstrahlen. Berlin 1931.
19) E. Jönsson, Diss. Upsala 1928.
20) W. Niens, Ann. d. Phys. **26**, 513, 1936.
21) H. Richter, Physik. Zeitschr. **36**, 85, 1935.
22) Y. H. Woo, Phys. Rev. **38**, 6, 1931.
23) P. Debye, Ann. d. Phys. **43**, 49, 1914.
24) I. Waller, Diss. Upsala 1925.
25) K. Hoffmann, Phys. Zeitschr. **37**, 694, 1936.

Leipzig, Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 15. August 1938)

Anomale Dispersion und freie Drehbarkeit

Von A. Budó (Budapest)

Bei den Dispersionserscheinungen, die polare Moleküle im hochfrequenten elektrischen Wechselfelde zeigen, ist das mittlere Dipolmoment maßgebend, das man bekanntlich durch die Gleichung

$$m = \frac{\mu^2}{3kT} \frac{F_0 e^{i\omega t}}{1 + i\omega\tau} \qquad (1)$$

ausdrücken kann, in der μ das Dipolmoment, F_0 die Amplitude der elektrischen Feldstärke mit der Frequenz ω und τ die Relaxationszeit des Moleküls bedeutet. Dieses Resultat wurde unter der Annahme abgeleitet, daß das Molekül ein festes, innerhalb des Moleküls unveränderliches Dipolmoment μ hat und kann daher nicht ohne weiteres auf Moleküle übertragen werden, die drehbare Gruppen mit eigenem Dipolmoment besitzen.

Man kann die Moleküle mit drehbaren Gruppen nach Zahn in zwei allgemeine Klassen einteilen[1]: In Moleküle, die relativ zum Molekül ein zeitlich unverändertes Drehachsensystem besitzen und in Moleküle, bei denen die Lage der Drehachsen sich mit der Zeit ändert. Wir wollen uns in dieser Arbeit nach elementaren modellmäßigen Überlegungen mit der ersten Klasse beschäftigen, und zwar mit dem Fall, in dem die Drehachsen der Gruppen parallel zueinander gerichtet sind. Wir setzen vollkommen freie Drehbarkeit voraus, d. h. wir vernachlässigen alle Wechselwirkungen zwischen den einzelnen Momenten. Schon die Berücksichtigung nur der elektrostatischen Kräfte zwischen den Dipolen, wie das Meyer durchgeführt hat[2]), führt schon im Falle eines statischen Feldes auf schwer übersehbare Resultate.

Zur Berechnung des mittleren Momentes im Wechselfelde müssen wir die Verteilungsfunktion bestimmen; dabei nehmen wir an, daß im statischen Falle auch bei Anwesenheit drehbarer Gruppen die Maxwell-Boltzmannsche Verteilung gültig ist: eine Annahme, die schon bei der Bestimmung des mittleren Momentes im statischen Fall angewandt wurde[2]).

Es sei zunächst angenommen, daß nur eine drehbare Gruppe vorhanden ist. Wir denken uns sowohl das feste wie das bewegliche Moment des Moleküls in je zwei Komponenten zerlegt: die Komponente des festen bzw. beweglichen Momentes in der Richtung der Drehachse sei μ_s bzw.

1) C. T. Zahn, Physik. Zeitschr. **33**, 400, 1932.
2) L. Meyer, Zeitschr. f. physik. Chem. (B) **8**, 27, 1930.

$\mu_{a'}$ und es sei $\mu_{a'} + \mu_{a''} = \mu_a$, die Komponenten in der auf der Drehachse senkrechten Ebene seien μ_b bzw. μ_c. Ziehen wir für jedes Molekül von dem Mittelpunkte der Einheitskugel Fahrstrahlen parallel zu μ_a, μ_b, μ_c, dann können wir die Richtungen dieser Momente charakterisieren durch die gewöhnlichen Polarkoordinaten ϑ, ψ, die die Richtung von μ_a relativ zur Feldstärke bestimmen und durch die Drehwinkel φ und χ, die die Lage von μ_b bzw. μ_c in der auf μ_a senkrechten Ebene angeben; φ und χ seien dabei von der Ebene ψ aus gemessen (Fig. 1).

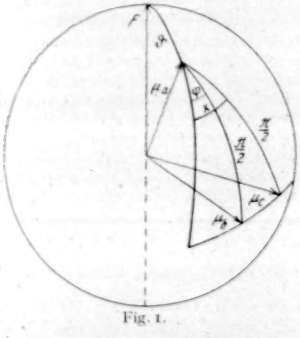


Fig. 1.

Wir folgen jetzt zur Bestimmung der Verteilungsfunktion demselben Gedankengang, der bei der entsprechenden Ableitung im Falle eines festen Momentes verwendet wurde[1]). Die Zahl der Moleküle, deren Moment μ_a in der Zeit t zwischen $(\vartheta,\ \psi)$ und $(\vartheta + d\vartheta,\ \psi + d\psi)$, μ_b zwischen φ und $\varphi + d\varphi$, μ_c zwischen χ und $\chi + d\chi$ liegt, sei $f dV = f \sin\vartheta\, d\vartheta\, d\psi\, d\varphi\, d\chi$; diese Zahl ändert sich einerseits wegen der Brownschen Rotationsbewegung der Moleküle, andererseits wegen der zeitlich veränderlichen Feldstärke.

Die erste Änderung während eines geeignet gewählten Zeitintervalles δt ist

$$-f dV + \int f' dV' w\, dV,$$

wo die Integration nach dV' vorzunehmen ist und $w\,dV$ die Wahrscheinlichkeit bedeutet, daß ein Molekül, dessen Momentensystem sich in der Zeit t in dem Bereich dV' befindet, in dem Zeitpunkt $t + \delta t$ im Bereich dV zu finden ist. Wenn wir die Funktion $f' = f(\vartheta', \psi', \varphi', \chi'; t)$ durch ihre Reihenentwicklung nach Potenzen von

$$\vartheta' - \vartheta = \Delta_\vartheta, \quad \varphi' - \varphi = \Delta_\varphi, \quad \chi' - \chi = \Delta_\chi$$

bis einschließlich zu den quadratischen Gliedern ersetzen (f ist offenbar wegen der Rotationssymmetrie bezüglich der Polarachse unabhängig von ψ) und beachten, daß

$$\int w\, dV' = 1$$

ist, so erhalten wir für die Vermehrung der Molekülzahl während der Zeit δt im Bereich dV den Ausdruck

$$\begin{aligned} \Delta N_1 = dV \Big[&\overline{\Delta_\vartheta} \frac{\partial f}{\partial \vartheta} + \overline{\Delta_\varphi} \frac{\partial f}{\partial \varphi} + \overline{\Delta_\chi} \frac{\partial f}{\partial \chi} + \frac{1}{2} \overline{\Delta_\vartheta^2} \frac{\partial^2 f}{\partial \vartheta^2} + \frac{1}{2} \overline{\Delta_\varphi^2} \frac{\partial^2 f}{\partial \varphi^2} + \frac{1}{2} \overline{\Delta_\chi^2} \frac{\partial^2 f}{\partial \chi^2} \\ &+ \overline{\Delta_\vartheta \Delta_\varphi} \frac{\partial^2 f}{\partial \vartheta\, \partial \varphi} + \overline{\Delta_\vartheta \Delta_\chi} \frac{\partial^2 f}{\partial \vartheta\, \partial \chi} + \overline{\Delta_\varphi \Delta_\chi} \frac{\partial^2 f}{\partial \varphi\, \partial \chi} \Big]. \end{aligned} \tag{2}$$

$\overline{\Delta_\vartheta}$, $\overline{\Delta_\vartheta^2}$, $\overline{\Delta_\vartheta \Delta_\varphi}$ usw. bedeuten noch zu bestimmende Größen, die durch die Formeln

$$\overline{\Delta_\vartheta} = \int \Delta_\vartheta w\, dV', \quad \overline{\Delta_\vartheta^2} = \int \Delta_\vartheta^2 w\, dV',$$
$$\overline{\Delta_\vartheta \Delta_\varphi} = \int \Delta_\vartheta \Delta_\varphi w\, dV'$$

usw. definiert sind.

Zur Bestimmung der von der Feldstärke verursachten Vermehrung der Molekülzahl im Bereiche dV während des Intervalles δt stellen wir das Feld F als die Vektorsumme dreier Vektoren F_a, F_b, F_c dar, die in jedem Zeitpunkt die Richtungen von μ_a, μ_b, μ_c haben sollen. Es ist

$$\left.\begin{aligned} F_a &= F\cos\vartheta; \quad F_b = -F\sin\vartheta \frac{\sin\chi}{\sin(\chi-\varphi)}; \\ F_c &= F\sin\vartheta \frac{\sin\varphi}{\sin(\chi-\varphi)}. \end{aligned}\right| \tag{3}$$

Dann sind die Drehmomente, die auf das Molekül wirken,

$$M_{ab} = \mu_a F_b - \mu_b F_a; \quad M_{ac} = \mu_a F_c - \mu_c F_a. \tag{4}$$

Da bei der Klasse der Moleküle, die wir betrachten, der Winkel sowohl zwischen μ_a und μ_b, wie zwischen μ_a und μ_c unverändert $\left(\text{gleich } \frac{\pi}{2}\right)$ bleiben muß und diese Drehmomente keine Komponente in der Rotationsachse der Drehgruppe haben, können wir die Drehung, die diese Drehmomente bewirken, als die Drehung des ganzen Moleküls auffassen. Machen wir die gewohnte Annahme, daß die Winkelgeschwindigkeit der

[1]) Debye, Polare Molekeln; siehe auch den Artikel Debye und Sack im Handbuch der Radiologie VI, 1934.

Drehung dem Momente (in unserem Fall der Resultante von M_{ab} und M_{ac}, die mit M bezeichnet sei) proportional ist, so wird sich das Molekül während der Zeit δt um den Winkel

$$\delta\alpha = \frac{M}{\varrho}\delta t \tag{5}$$

drehen um eine Achse, deren Richtung mit der Richtung von M zusammenfällt. Die Reibungskonstante ϱ ist dabei strenggenommen abhängig von der Lage der drehbaren Gruppe innerhalb des Moleküls; wir setzen ϱ als eine Konstante voraus, deren Größe etwa nach dem Stokesschen Gesetz bei Berücksichtigung verschiedener Lagen der Drehgruppe abgeschätzt werden kann.

Um den Winkel $\delta\alpha$ mit unseren Koordinaten $\vartheta, \psi, \varphi, \chi$ ausdrücken zu können, zerlegen wir M in drei (kontravariante) Komponenten: M_ψ sei die Komponente in der Richtung der Polarachse, M_ϑ in der senkrechten Richtung der von der Polarachse und μ_a bestimmten Ebene und M_φ in der Richtung der Drehachse der Gruppe, d. h. in der Richtung von μ_a. Man erhält dann für die Komponenten des Winkels $\delta\alpha$:

$$\left.\begin{aligned} \delta\vartheta &= \frac{M_\vartheta}{\varrho}\delta t\,; \qquad \delta\psi = \frac{M_\psi}{\varrho}\delta t\,; \\ \delta\varphi &= \delta\chi = \frac{M_\varphi}{\varrho}\delta t\,. \end{aligned}\right| \tag{6}$$

Für M_ϑ, M_ψ, M_φ findet man nach den Zerlegungsregeln der Vektoren die Ausdrücke

$$\left.\begin{aligned} M_\vartheta &= M_{ab}\cos\varphi + M_{ac}\cos\chi \\ M_\psi &= (M_{ab}\sin\varphi + M_{ac}\sin\chi)\,\frac{1}{\sin\vartheta} \\ M_\varphi &= -(M_{ab}\sin\varphi + M_{ac}\sin\chi)\cot\vartheta\,. \end{aligned}\right| \tag{7}$$

Es bleibt noch übrig, die Drehmomente

$$\mu_b F_c \sin(\chi-\varphi) \quad \text{und} \quad -\mu_c F_b \sin(\chi-\varphi) \tag{8}$$

zu berücksichtigen, die beide in die Richtung der Rotationsachse der Gruppe fallen. Wegen der vorausgesetzten vollkommen freien Drehbarkeit dreht das erstere Drehmoment das Molekül mit Ausnahme der drehbaren Gruppe, das zweite dagegen dreht nur diese Drehgruppe. Die Reibungskonstante, die bei der ersteren Drehung auftritt, nennen wir ϱ'; wir lassen also zu, daß ϱ' von ϱ verschieden sei. Die Reibungskonstante bei der zweiten Drehung, also bei der Drehung, die die Drehgruppe unabhängig von den übrigen Teilen des Moleküls ausführt, bezeichnen wir ϱ''. Wir können dann diese Drehungen während der Zeit δt folgendermaßen aufschreiben:

$$\left.\begin{aligned} \delta\varphi &= \frac{\mu_b F_c \delta t}{\varrho'}\sin(\chi-\varphi) \\ \delta\chi &= -\frac{\mu_c F_b \delta t}{\varrho''}\sin(\chi-\varphi)\,. \end{aligned}\right| \tag{9}$$

Auf Grund von Gleichung (6) und (9) bei Berücksichtigung von Gleichung (3), (4), (7) erhält man zur Charakterisierung der Drehungen des Moleküls bzw. der drehbaren Gruppe folgende Ausdrücke:

$$\left.\begin{aligned} \delta\vartheta &= -\frac{F\delta t}{\varrho}\left[\mu_a\sin\vartheta + \mu_b\cos\vartheta\cos\varphi + \mu_c\cos\vartheta\cos\chi\right] \\ \delta\psi &= -\frac{F\delta t}{\varrho}\,\frac{\cos\vartheta}{\sin\vartheta}\,(\mu_b\sin\varphi + \mu_c\sin\chi) \\ \delta\varphi &= F\delta t\left[\frac{\cos^2\vartheta}{\varrho\sin\vartheta}\,(\mu_b\sin\varphi + \mu_c\sin\chi) + \frac{\sin\vartheta}{\varrho'}\,\mu_b\sin\varphi\right] \\ \delta\chi &= F\delta t\left[\frac{\cos^2\vartheta}{\varrho\sin\vartheta}\,(\mu_b\sin\varphi + \mu_c\sin\chi) + \frac{\sin\vartheta}{\varrho''}\,\mu_c\sin\chi\right]. \end{aligned}\right| \tag{10}$$

Die vom Feld bewirkte Vermehrung der Zahl der Moleküle im Bereich $dV = \sin\vartheta\, d\vartheta\, d\psi\, d\varphi\, d\chi$ während des Zeitintervalles δt ist dann gleich:

$$\left.\begin{aligned} \Delta N_2 &= -\left[\frac{\partial}{\partial\vartheta}(f\sin\vartheta\,\delta\vartheta\, d\psi\, d\varphi\, d\chi)\,d\vartheta + \frac{\partial}{\partial\psi}(f d\vartheta\,\delta\psi\, d\varphi\, d\chi)\,d\psi\right. \\ &\quad \left. + \frac{\partial}{\partial\varphi}(f\sin\vartheta\, d\vartheta\, d\psi\,\delta\varphi\, d\chi)\,d\varphi + \frac{\partial}{\partial\chi}(f\sin\vartheta\, d\vartheta\, d\psi\, d\varphi\,\delta\chi)\,d\chi\right] \\ &= -\,d\vartheta\, d\psi\, d\varphi\, d\chi\left[\frac{\partial}{\partial\vartheta}(f\sin\vartheta\,\delta\vartheta) + \frac{\partial}{\partial\psi}(f\delta\psi) + \frac{\partial}{\partial\varphi}(f\sin\vartheta\,\delta\varphi) + \frac{\partial}{\partial\chi}(f\sin\vartheta\,\delta\chi)\right]. \end{aligned}\right| \tag{11}$$

Andererseits ist die ganze Vermehrung der Molekülzahl im Bereich dV während der Zeit δt:

$$\frac{\partial f}{\partial t}\,\delta t\,dV.$$

Dieser Ausdruck mit $\Delta N_1 + \Delta N_2$ [siehe Gleichung (2) und (11)] gleichgesetzt ergibt für f die Differentialgleichung:

$$\left.\begin{aligned}\frac{\partial f}{\partial t} = {} & \overline{\frac{\Delta_\vartheta}{\delta t}}\frac{\partial f}{\partial \vartheta} + \overline{\frac{\Delta_\varphi}{\delta t}}\frac{\partial f}{\partial \varphi} + \overline{\frac{\Delta_\chi}{\delta t}}\frac{\partial f}{\partial \chi} + \overline{\frac{\Delta_\vartheta^2}{2\,\delta t}}\frac{\partial^2 f}{\partial \vartheta^2} + \overline{\frac{\Delta_\varphi^2}{2\,\delta t}}\frac{\partial^2 f}{\partial \varphi^2} + \overline{\frac{\Delta_\chi^2}{2\,\delta t}}\frac{\partial^2 f}{\partial \chi^2} + \overline{\frac{\Delta_\vartheta \Delta_\varphi}{\delta t}}\frac{\partial^2 f}{\partial \vartheta\,\partial \varphi} + \overline{\frac{\Delta_\vartheta \Delta_\chi}{\delta t}}\frac{\partial^2 f}{\partial \vartheta\,\partial \chi} \\ & + \overline{\frac{\Delta_\varphi \Delta_\chi}{\delta t}}\frac{\partial^2 f}{\partial \varphi\,\partial \chi} + \frac{F}{\varrho \sin\vartheta}\Bigg| \frac{\partial}{\partial \vartheta}\left[f \sin\vartheta\,(\mu_a \sin\vartheta + \mu_b \cos\vartheta\cos\varphi + \mu_c \cos\vartheta\cos\chi)\right] \\ & - \frac{\partial}{\partial \varphi}\left[f\left[\cos^2\vartheta\,(\mu_b \sin\varphi + \mu_c \sin\chi) + \frac{\varrho}{\varrho'}\,\mu_b \sin^2\vartheta \sin\varphi\right]\right] \\ & - \frac{\partial}{\partial \chi}\left[f\left[\cos^2\vartheta\,(\mu_b \sin\varphi + \mu_c \sin\chi) + \frac{\varrho}{\varrho''}\,\mu_c \sin^2\vartheta \sin\chi\right]\right]\Bigg|.\end{aligned}\right\} \tag{12}$$

Hier fehlt das Glied $\dfrac{\partial}{\partial \psi}(f\delta\psi)$, weil sowohl f wie $\delta\psi$ von ψ unabhängig sind.

Die Konstanten $\overline{\frac{\Delta_\vartheta}{\delta t}}$, $\ldots \overline{\frac{\Delta_\varphi \Delta_\chi}{\delta t}}$ bestimmen wir aus der Forderung, daß im statischen Falle $\left(\frac{\partial f}{\partial t} = 0\right)$ die Funktion $f = e^{-\frac{u}{kT}}$, wo u die potentielle Energie des Moleküls im Felde bedeutet, eine Lösung der Gleichung (12) sein soll. Wie man aus der Fig. 1 leicht abliest, ist

$$u = -F(\mu_a \cos\vartheta - \mu_b \sin\vartheta\cos\varphi - \mu_c \sin\vartheta\cos\chi) \tag{13}$$

und durch Einsetzen des Ausdruckes

$$f = e^{\frac{F}{kT}(\mu_a \cos\vartheta - \mu_b \sin\vartheta\cos\varphi - \mu_c \sin\vartheta\cos\chi)}$$

in die Gleichung (12) wird diese (mit $\dfrac{\partial f}{\partial t} = 0$) erfüllt, wofern man

$$\left.\begin{aligned}\overline{\frac{\Delta_\vartheta}{\delta t}} = \frac{kT}{\varrho}\frac{\cos\vartheta}{\sin\vartheta}; \quad \overline{\frac{\Delta_\vartheta^2}{2\,\delta t}} = \frac{kT}{\varrho}; \quad \overline{\frac{\Delta_\varphi^2}{2\,\delta t}} = \frac{kT}{\sin^2\vartheta}\left(\frac{\cos^2\vartheta}{\varrho} + \frac{\sin^2\vartheta}{\varrho'}\right); \\ \overline{\frac{\Delta_\chi^2}{2\,\delta t}} = \frac{kT}{\sin^2\vartheta}\left(\frac{\cos^2\vartheta}{\varrho} + \frac{\sin^2\vartheta}{\varrho''}\right); \quad \overline{\frac{\Delta_\varphi \Delta_\chi}{\delta t}} = \frac{2\,kT}{\varrho}\frac{\cos^2\vartheta}{\sin^2\vartheta}\end{aligned}\right\} \tag{14}$$

und alle übrige Größen Null setzt. Durch Eintragen dieser Werte in die Gleichung (12) erhalten wir die endgültige Form der Differentialgleichung, welche zur Bestimmung der Verteilungsfunktion dient.

Wenn wir von Sättigungserscheinungen absehen, d. h. nur die erste Potenz der Feldstärke berücksichtigen, dann können wir unsere Gleichung durch den Ansatz

$$f = 1 + x_a \cos\vartheta - x_b \sin\vartheta\cos\varphi - x_c \sin\vartheta\cos\chi \tag{15}$$

erfüllen, wo die kleinen Größen x_a, x_b, x_c nur Funktionen der Zeit sind. Für x_j ergeben sich die Gleichungen

$$\left.\begin{aligned}\frac{dx_a}{dt} &= -kT \cdot \frac{2}{\varrho}\left(x_a - \frac{\mu_a F}{kT}\right) \\ \frac{dx_b}{dt} &= -kT\left(\frac{1}{\varrho} + \frac{1}{\varrho'}\right)\left(x_b - \frac{\mu_b F}{kT}\right) \\ \frac{dx_c}{dt} &= -kT\left(\frac{1}{\varrho} + \frac{1}{\varrho''}\right)\left(x_c - \frac{\mu_c F}{kT}\right),\end{aligned}\right\} \tag{16}$$

deren Lösungen – im Falle eines sinusförmigen Feldes

$$F = F_0 e^{i\omega t}$$

– in der Form geschrieben werden können:

$$x_j = \frac{1}{1 + i\omega\tau_j} \frac{\mu_j F_0 e^{i\omega t}}{kT}.$$

Dabei sind die „Relaxationszeiten" τ_j durch die folgenden Beziehungen gegeben:

$$\frac{1}{\tau_a} = \frac{2kT}{\varrho}; \quad \frac{1}{\tau_b} = kT\left(\frac{1}{\varrho} + \frac{1}{\varrho'}\right); \quad \frac{1}{\tau_c} = kT\left(\frac{1}{\varrho} + \frac{1}{\varrho''}\right). \tag{17}$$

Mit der gefundenen Lösung

$$f = 1 + \frac{F_0 e^{i\omega t}}{kT}\left[\frac{\mu_a}{1 + i\omega\tau_a}\cos\vartheta - \frac{\mu_b}{1 + i\omega\tau_b}\sin\vartheta\cos\varphi - \frac{\mu_c}{1 + i\omega\tau_c}\sin\vartheta\cos\chi\right] \tag{18}$$

berechnet sich dann das mittlere Moment nach der Formel

$$\overline{m} = \frac{\int_0^{\pi}\int_0^{2\pi}\int_0^{2\pi}\int_0^{2\pi} f[\mu_a\cos\vartheta - \mu_b\sin\vartheta\cos\varphi - \mu_c\sin\vartheta\cos\chi]\sin\vartheta\, d\vartheta\, d\psi\, d\varphi\, d\chi}{\int_0^{\pi}\int_0^{2\pi}\int_0^{2\pi}\int_0^{2\pi} f\sin\vartheta\, d\vartheta\, d\psi\, d\varphi\, d\chi}$$

zu

$$\overline{m} = \frac{F_0 e^{i\omega t}}{3kT}\left[\frac{\mu_a^2}{1 + i\omega\tau_a} + \frac{\mu_b^2}{1 + i\omega\tau_b} + \frac{\mu_c^2}{1 + i\omega\tau_c}\right]. \tag{19}$$

Dieses Ergebnis kann unmittelbar für den Fall verallgemeinert werden, in dem n Drehgruppen mit zueinander parallelen Achsen im Molekül vorhanden sind. Die Rechnung ist dieselbe, man muß nur für jede Gruppe einen eigenen Drehwinkel einführen. Wenn man jetzt unter μ_a die Summe aller Dipolmomentkomponenten in der Richtung der Drehachse, unter $\mu_1, \ldots \mu_n$ die Komponenten der beweglichen Momente versteht, welche senkrecht zur Drehachse liegen, dann lautet das Resultat:

$$\overline{m} = \frac{F_0 e^{i\omega t}}{3kT}\left[\frac{\mu_a^2}{1 + i\omega\tau_a} + \frac{\mu_b^2}{1 + i\omega\tau_b} + \frac{\mu_1^2}{1 + i\omega\tau_1} + \cdots + \frac{\mu_n^2}{1 + i\omega\tau_n}\right] \tag{20}$$

mit

$$\frac{1}{\tau_1} = kT\left(\frac{1}{\varrho} + \frac{1}{\varrho_1}\right), \quad \ldots \quad \frac{1}{\tau_n} = kT\left(\frac{1}{\varrho} + \frac{1}{\varrho_n}\right). \tag{21}$$

Hier haben wir die Reibungsgrößen der beweglichen Gruppen mit $\varrho_1, \ldots \varrho_n$ bezeichnet; zwischen τ_a, ϱ bzw. zwischen τ_b, ϱ, ϱ' gelten unverändert die Beziehungen (17).

Im statischen Falle nimmt der Ausdruck (Gleichung 20) für das mittlere Moment die Form an

$$\overline{m}_{stat} = \frac{F_0}{3kT}[\mu_a^2 + \mu_b^2 + \mu_1^2 + \cdots + \mu_n^2],$$

in Übereinstimmung mit den Überlegungen von Zahn[1]).

Aus der abgeleiteten Formel für das mittlere Moment können der Brechungs- und Absorptionsindex als Funktion der Frequenz berechnet werden. Diese Kurven zeigen dann mehrere Maxima, aus deren Lage und Größe man die Konstanten $\tau_a, \ldots \tau_n$ im Prinzip bestimmen könnte. Betrachten wir z. B. die Verluste; diese

1) Zahn, a. a. O.

sind im wesentlichen durch den imaginären Teil des Momentes gegeben, d. h. durch den Ausdruck:

$$\frac{\mu_a^2\omega^2\tau_a}{1+\omega^2\tau_a}+\cdots+\frac{\mu_n^2\omega^2\tau_n}{1+\omega^2\tau_n}.$$

Bei den üblichen Meßfrequenzen ($\omega^2\tau^2 \ll 1$) sollen die Verluste proportional sein der Größe

$$\omega^2[\mu_a^2\tau_a+\mu_b^2\tau_b+\cdots+\mu_n^2\tau_n]. \qquad (22)$$

Da nach Gleichungen (17) und (21) $\tau_b, \tau_1, \ldots \tau_n$ kleiner sind als τ_a ($\varrho', \varrho_1, \ldots \varrho_n$ kleiner als ϱ), so ist (22) kleiner als

$$\omega^2[\mu_a^2+\mu_b^2+\cdots+\mu_n^2]\tau_a.$$

Da aber $\mu_a^2+\mu_b^2+\cdots+\mu_n^2$ das meßbare Dipolmoment bedeutet, so besagt diese Ungleichung, daß die Verluste kleiner ausfallen sollen als bei einem Molekül, das das gleiche Dipolmoment und die gleiche Größe hat, aber keine Drehgruppe besitzt. Mit anderen Worten: berechnet man aus den gemessenen Verlusten das Molekularvolumen, so sollte dies kleiner ausfallen, als man erwartet hätte. Einige Experimente bestätigen diese Aussage[1]), zum quantitativen Vergleich müßte das experimentelle Material erweitert werden.

Ich möchte Herrn Prof. Dr. Debye für die liebenswürdige Gastfreundschaft in seinem Institut und viele wertvolle Diskussionen herzlichst danken. Ich möchte ferner für die Verleihung eines Forschungsstipendiums dem Königl. Ungarischen Kultusministerium bzw. der Hauptstadt Budapest meinen Dank aussprechen.

1) G. Martin, Physik. Zeitschr. **37**, 665, 1936. – W. Holzmüller, Physik. Zeitschr. **38**, 574, 1937. – L. D'Or und J. Henrion, Physik. Zeitschr. **38**, 420, 1937.

Berlin-Dahlem, Max-Planck-Institut.

(Eingegangen 27. Juli 1938)

Zur Frage einer spezifischen Anziehung zwischen Genmolekülen

Von P. Jordan

§ 1

Die Vorgänge bei der Konjugation homologer Chromosomen haben verschiedene Verfasser zu der Annahme einer spezifischen Anziehung (geringer Reichweite) zwischen gleichartigen Genmolekülen geführt. Zwar ist von Bernal[1]) ein geistreicher Versuch unternommen, die Annahme einer spezifischen, nur zwischen gleichartigen Genmolekülen wirkenden Anziehung entbehrlich zu machen und mit der unspezifischen Van-der-Waals-London-Kraft auszukommen. Jedoch scheinen diesem Versuch sehr ernstliche Schwierigkeiten entgegenzustehen[1]).

Die Annahme einer spezifischen Anziehung der Genmoleküle bietet überdies, wie ebenfalls von verschiedenen Verfassern bemerkt wurde, bei Übertragung auch auf gewisse größere Bruchstücke der Genmoleküle die grundsätzliche Möglichkeit, den Vorgang der Selbstverdoppelung der Gene (oder auch der Virusmoleküle) verständlich zu machen: Man kommt zu der Vorstellung, daß durch mehrfache Anlagerung von Molekülen, deren jedes einem gewissen Teilstück des Gen- oder Virusmoleküls gleicht, ein neues, dem ursprünglichen gleiches Gesamtmolekül aufgebaut wird.

Ähnliche Aufbauvorgänge kommen übrigens nach Staudinger bereits bei einem verhältnismäßig einfachen Molekül wie dem der Zellulose vor. Jedoch besteht in diesem einfacheren Falle keine Veranlassung, für das Zustandekommen der Bindung der Zellulosemoleküle aneinander (in langen Ketten) besondere Effekte anzunehmen, welche über die gewöhnlichen Bedingungen der Polymerisation oder Kristallisation – gestaltliches Zusammenpassen der Moleküle in Verbindung mit Valenzen und Van-der-Waals-London-Kräften – hinausgehen. Bei Virus- und Genmolekülen dagegen macht die außerordentliche Größe es sehr schwer, ohne einen besonderen Anziehungseffekt diesen Aufbauvorgang zu verstehen.

Die Vermutung, daß es sich dabei um eine Art der Anziehung handelt, welche nur bei sehr großen Molekülen auftritt, findet eine empirische Stütze in Experimenten von Rahn und Mitarbeitern[2]). Einzeller, die untereinander zuverlässig gleichartig sind und unter ganz gleichartigen Ernährungsverhältnissen stehen, zeigen trotzdem erhebliche Unterschiede ihrer Lebensdauer zwischen Entstehung und erneuter Teilung. Man darf überzeugt sein, daß die Teilung eintritt, sobald alle Gene der betreffenden Zelle fertig verdoppelt sind; die Verschiedenheiten der fraglichen Zeitdauern sind also als Verschiedenheiten der durch den Verdoppelungsvorgang der Gene beanspruchten Zeit aufzufassen. Rahn hat die empirische Statistik der fraglichen Zeitdauern angenähert dargestellt durch die Formel

$$w=(1-e^{-\lambda t})^N \qquad (1)$$

für den Anteil w der nach einer Lebensdauer t bereits wieder geteilten Zellen. Er hat den empirisch bestimmten Exponenten N als Anzahl der Gene in der betreffenden Zellart gedeutet.

1) Bernal, Kongreßvortrag Kopenhagen 1938.

1) Für lehrreiche Diskussionen über dieses Problemgebiet bin ich Herrn Timoféeff-Ressovsky herzlich dankbar.

2) O. Rahn, Biochem. Zeitschr. **284**, 40, 1936.

Offenbar muß diese Deutung jedoch geändert werden: N ist als Anzahl der Bausteine aufzufassen, aus denen die Gene insgesamt aufgebaut werden. Bei Bact. coli z. B. ergab sich für N ein Wert ≈ 70; und unter Berücksichtigung der anderweitig bekannten[1]) Größe des strahlenempfindlichen Volumens dieser Zellart entnimmt man daraus, daß im Aufbauprozeß der Gene tatsächlich im Durchschnitt große Bausteine (größenordnungsmäßig etwa 10 pro Gen) gebraucht werden.

Ferner begünstigen auch Tatsachen aus dem Gebiete der Serologie die Annahme, daß Aufbauprozesse der fraglichen Art mit großen Molekülen als Bausteinen durchgeführt werden, so daß anscheinend gerade für gewisse sehr große Moleküle eine spezifische, nur zwischen gleichartigen Molekülen eintretende Anziehung vorliegt.

Eine derartige spezifische Anziehung kann quantenmechanisch wohl nur als Resonanzeffekt verstanden werden. Wir wollen deshalb im folgenden prüfen, unter welchen Bedingungen eine quantenmechanische Resonanzanziehung gleichartiger Moleküle zustande kommen kann.

§ 2

Wir betrachten zunächst zwei gleichartige unharmonische Oszillatoren, die durch ihre Dipolmomente gekoppelt sind. Es seien q_1, q_2 die Koordinaten, und H_1, H_2 die Energiefunktionen im Grenzfall verschwindender Koppelung. Die Gesamtenergie ist also

$$H = H_1 + H_2 + \varkappa^2 q_1 q_2 . \tag{2}$$

Im Grenzfall $\varkappa^2 = 0$ haben wir für das Gesamtsystem Energie-Eigenwerte $W_k + W_j$, wenn W_k die Energiewerte für einen einzelnen der beiden Oszillatoren sind. Es besteht dann für jeden Energiewert mit $k = j$ eine Entartung in der Form, daß $W_k + W_j = W_j + W_k$ ist; und wir wollen ausdrücklich annehmen, daß außer dieser keine weitere Entartung vorhanden ist.

Dann genügt in bekannter Weise der Übergang zu symmetrischen und antisymmetrischen Eigenfunktionen, um das Störungsproblem (2) lösbar zu machen: Aus den Eigenfunktionen $q_k(q)$ des Einzeloszillators bilden wir

$$\left.\begin{aligned} q^+_{kj}(q_1, q_2) &= \frac{1}{\sqrt{2}}\left\{q_k(q_1)q_j(q_2) + q_j(q_1)q_k(q_2)\right\}, \\ q^-_{kj}(q_1, q_2) &= \frac{1}{\sqrt{2}}\left\{q_k(q_1)q_j(q_2) - q_j(q_1)q_k(q_2)\right\}. \end{aligned}\right\} \tag{3}$$

Bei Zugrundelegung dieser Eigenfunktionen sind die Säkulargleichungen des Störungsproblems (2) automatisch gelöst, und die Energiewerte des Falles $\varkappa^2 \neq 0$ sind in erster Näherung die Diagonalelemente der Matrix $H_1 + H_2 + \varkappa^2 q_1 q_2$:

$$\left.\begin{aligned} W^+_{kj} &= W_k + W_j + \varkappa^2\left[q(k,k)q(j,j) + |q(k,j)|^2\right] \\ &\text{für die Zustände mit symmetrischen Eigenfunktionen;} \\ W^-_{kj} &= W_k + W_j + \varkappa^2\left[q(k,k)q(j,j) - |q(k,j)|^2\right] \\ &\text{für die Zustände mit antisymmetrischen Eigenfunktionen.} \end{aligned}\right\} \tag{4}$$

Mit $q(k,j)$ sind hier die Matrixelemente von q für den einzelnen Oszillator bezeichnet.

Wir nehmen noch an, daß die Diagonalelemente $q(k,k)$ verschwinden, und behalten dann als Eigenwertsstörungen

$$\pm \varkappa^2 |q(k,j)|^2 . \tag{5}$$

Da $\varkappa^2$ umgekehrt proportional mit der dritten Potenz des Abstands R der beiden Oszillatoren ist, so bekommen wir eine Abstoßung für das symmetrische und eine Anziehung für das antisymmetrische Termsystem.

Dies Ergebnis bleibt auch dann bestehen, wenn wir zwei gleichartige Systeme, die beliebig viele Freiheitsgrade haben, vermittelst ihres Dipolmomentes koppeln.

Unentbehrlich ist jedoch die Voraussetzung, daß außer der durch die Gleichheit der beiden Systeme bedingten Entartung keine weiteren Entartungen vorliegen: Nichterfüllung dieser Voraussetzung kann qualitativ andersartige Verhältnisse ergeben.

Das zeigt sich insbesondere dann, wenn jedes der beiden Einzelsysteme seinerseits aus zwei ungekoppelten Untersystemen besteht. In diesem Falle ist jeder Eigenwert W_i von der Form $W'_\varrho + W''_\sigma$; und das aus beiden Einzelsystemen zusammengesetzte Gesamtsystem hat im Grenzfall $\varkappa^2 = 0$ Eigenwerte, die im allgemeinen vierfach sind gemäß

$$\left.\begin{aligned} W'_\varrho + W''_\sigma + W'_\mu + W''_\nu &= W'_\mu + W''_\nu + W'_\varrho + W''_\sigma \\ = W'_\varrho + W''_\nu + W'_\mu + W''_\sigma &= W'_\mu + W''_\sigma + W'_\varrho + W''_\nu . \end{aligned}\right\} \tag{6}$$

[1]) P. Jordan, Physik. Zeitschr. **39**, 345, 1938.

Offenbar ergeben sich, falls außer dieser soeben beschriebenen Entartung keine weitere vorhanden ist, vier Termsysteme, von denen jedes entweder symmetrische oder antisymmetrische Eigenfunktionen hat in bezug auf jedes der beiden Paare gleichartiger Untersysteme. Nur das in beiden Paaren antisymmetrische Termsystem zeigt Anziehung zwischen jedem dieser beiden Paare von Untersystemen.

Entsprechendes gilt im allgemeineren Falle einer beliebigen Anzahl von ungekoppelten Untersystemen als Bestandteilen der beiden gleichartigen Einzelsysteme. –

Einen anderen Fall, in welchem infolge zusätzlicher Entartungen die obigen Ergebnisse nicht anwendbar sind, erhalten wir, wenn wir als die beiden gleichartigen Einzelsysteme zwei harmonische Oszillatoren wählen. Dann liegen viele weitere Entartungen vor, da ja die Energie des Gesamtsystems im Grenzfall $\varkappa^2 = 0$ nur von der Summe $n_1 + n_2$ der Quantenzahlen n_1, n_2 der beiden Einzeloszillatoren abhängt. Der Effekt dieser Entartungen ist leicht übersehbar, da das Gesamtsystem auch mit $\varkappa^2 \neq 0$ in diesem Falle offenbar ein exakt lösbares Problem darbietet: Es handelt sich jetzt um zwei ungekoppelte harmonische Oszillatoren mit etwas verschiedener Frequenz. Ihre Koordinaten sind

$$q' = q_1 + q_2; \qquad q'' = q_1 - q_2 ,$$

und ihre Quantenzahlen seien n' und n'' genannt. Man sieht dann leicht[1]), daß das symmetrische Termsystem die Zustände mit geradem n'' und das antisymmetrische die mit ungeradem n'' umfaßt. Dagegen ergibt die Einteilung nach anziehenden und abstoßenden Zuständen in diesem Beispiel eine ganz andere Einteilung der Terme: Wir haben (bei kleinem $\varkappa^2$) Anziehung für $n'' > n'$ und Abstoßung für $n'' < n'$.

§ 3

Die gemachten Feststellungen scheinen uns für die Frage der spezifischen Anziehung von Genmolekülen folgendes zu ergeben.

Zunächst kann eine Resonanzwechselwirkung nach der Quantenmechanik nicht zwischen zwei gleichen Molekülen im gleichen Zustand, sondern nur zwischen gleichen Molekülen in verschiedenen Anregungszuständen stattfinden. Also muß man die innere thermische Bewegung der Moleküle für die Resonanz verantwortlich machen. Wenn nun das zuerst von uns betrachtete Modell – ohne die hernach besprochenen Komplikationen durch zusätzliche Entartungen – zutreffend wäre, so würde man sich die spezifische Anziehung gleichartiger Gene folgendermaßen vorstellen können: Zufällig werden die beiden Gene nahe aneinander gebracht und in solche Lage, daß das eine durch Parallelverschiebung aus dem anderen hervorgeht. Befindet sich das aus beiden bestehende Gesamtsystem bereits in einem Zustand des antisymmetrischen Termsystems, so haben wir ohne weiteres Anziehung. Liegt dagegen ein symmetrischer Term vor, so kann durch einen Zusammenstoß mit einem anderen Molekül (man beachte, daß dieser Stoß eine die beiden Gene in nichtsymmetrischer Weise treffende Einwirkung ist) ein Übergang in das antisymmetrische Termsystem veranlaßt werden; da dabei Energie frei wird, so geschieht das bald. Ist aber einmal Anziehung hergestellt, so kann diese, weil sie eine Eigenschaft des ganzen antisymmetrischen Termsystems ist, durch innere Quantensprünge des Genpaares nicht gestört werden. – Analog kann übrigens auch eine eindimensionale Kette oder ein zweidimensionaler oder dreidimensionaler Kristall vermittelst der Resonanzanziehung gebildet werden.

Diese Erwägungen lassen sich offenbar ausdehnen auch auf den Fall, daß jedes der Genmoleküle aus einer Anzahl – sagen wir B – von ungekoppelten Untersystemen besteht. Jedoch muß, sobald B nicht mehr ganz klein ist, beachtet werden, daß für das Zustandekommen der Anziehung streng genommen nicht die Freisetzung von Energie W, sondern die Verminderung der freien Energie $F = W - TS$ des Genpaares maßgebend ist. Nun bedeutet die Beschränkung auf das in allen B Paaren gleichartiger Untersysteme antisymmetrische Termsystem offenbar eine Entropieverminderung um $B \cdot k \ln 2$, wo k die Boltzmannsche Konstante ist. Es muß also für jedes einzelne der fraglichen Paare von Untersystemen durch den Übergang vom symmetrischen zum antisymmetrischen Termsystem eine Energieverminderung um mehr als $kT \ln 2$ eintreten, damit die Herstellung des anziehenden Zustandes thermodynamisch zustande kommen kann. Das wird aber nur dann möglich sein, wenn die fraglichen Untersysteme bereits recht groß sind (d. h. recht viele Freiheitsgrade enthalten), also B klein gegenüber der Atomzahl des Genmoleküls ist.

Es ergibt sich nach alledem, daß das Modell des Gens als eines starren Moleküls ungeeignet ist, die vermutete spezifische Anziehung vermittelst quantenmechanischer Resonanz zu liefern.

Ein starres Molekül, dessen thermische Bewegung in kleinen Schwingungen der Atome um ihre Gleichgewichtslagen besteht, ist angenähert ein System von ungekoppelten harmonischen

[1]) Vgl. übrigens die ausführlichere Diskussion bei W. Heisenberg, Zeitschr. f. Phys. **38**, 411, 1926.

Oszillatoren: jede Eigenschwingung entspricht einem Oszillator, so daß B (fast) gleich dem Dreifachen der Atomzahl ist. Diese Größe von B, und dann vor allem die erläuterte Ungültigkeit unserer obigen Ergebnisse im Spezialfall des harmonischen Oszillators, macht es unmöglich, am Modell des starren Moleküls die gewünschte Resonanzanziehung zu erhalten. Auch eine merkliche Anharmonizität (und dementsprechende Koppelung!) der Schwingungen des starren Moleküls kann daran nicht viel ändern. Insbesondere schon deshalb nicht, weil auch bei einem stark anharmonischen Oszillator die Auswahlregel des harmonischen Oszillators approximativ erhalten bleibt in dem Sinne, daß das in Gleichung (5) auftretende Matrixelement $q(k, j)$ sehr klein wird, sobald die Differenz von k und j erheblich von ± 1 abweicht. Offenbar brauchen wir aber gerade auch für stark verschiedene k und j noch merkliche Werte der Energiedifferenz (5).

Ein Ausweg aus diesen Schwierigkeiten darf aber vielleicht gesehen werden in der Annahme eines Modells, dessen thermische Bewegung von einem ganz anderen Typus ist: Man könnte sich vorstellen, daß ein Teil der Atome (bzw. Ionen) im Molekül nur sehr locker gebunden und infolgedessen zu einem häufigen Platzwechsel (wie in gewissen Kristallen) befähigt ist. Dies würde die grundsätzlichen Schwierigkeiten des starren Molekülmodells beseitigen; und es stände nichts im Wege, auch die Möglichkeit in Betracht zu ziehen, daß infolge eines fortgesetzten Platzwechsels einer merklichen Zahl von Atomen stellenweise geradezu ein quasi-flüssiger Aggregatzustand im Molekül vorläge. Ein derartiges Modell des Genmoleküls – man könnte es in einem etwas groben Vergleich als „Diatomeenmodell" bezeichnen – würde offenbar in besonders einfacher Weise die Tatsache verständlich machen, daß anscheinend empirisch nur bei gewissen sehr großen Molekülen der uns beschäftigende Effekt vorhanden ist. Auch sonst scheint es mit der heutigen, allerdings noch sehr beschränkten Kenntnis der physikalischen Eigenschaften der Gene gut vereinbar.

Jedoch kann selbstverständlich keine Meinungsverschiedenheit bestehen über den sehr vorläufigen und unzulänglichen Charakter der hier vorgetragenen Erwägungen, auf Grund dessen die gezogenen Schlüsse mit größter Vorsicht zu bewerten sind. Allerdings scheint es uns schwer, der Alternative zu entgehen, daß entweder die hypothetische spezifische Anziehung als doch nicht existierend oder aber das starre Molekül als ein ungenügendes Genmodell anzusehen ist – sofern man überhaupt glauben darf, daß der Verdoppelungsprozeß von Genen und Viren, also das eigentliche Urphänomen des organischen Lebens, quantenmechanisch verständlich zu machen ist.

Rostock, Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 19. August 1938)

Der anomale Ladungsstrom in Seignettesalzkristallen

Von F. Seidl

Der anomale Ladungsstrom folgt in Seignettesalzkristallen von einer bestimmten Zeit an einem Potenzgesetz. Für Stromspannungskurven, welche kurze Zeit nach dem Anlegen der Spannung gemessen worden sind, gilt das Ohmsche Gesetz. Die Anfangsströme zeigen eine Abhängigkeit von der Schichtdicke der Präparate.

Der allgemeine Charakter der Elektrizitätsleitung in dielektrischen Kristallen ist wohl ziemlich geklärt. Dennoch schien der Verlauf des dielektrischen Nachladestromes in Seignettesalzkristallen kurze Zeit nach dem Anlegen einer Gleichspannung beachtenswert, da es sich hier um ein Material handelt, bei dem die dielektrischen Anomalien ganz besonders auffällig in Erscheinung treten. Die hier mitgeteilten Untersuchungen sollten entscheiden, ob im Verlauf der Stromzeitcharakteristik ein Unterschied festzustellen ist, wenn dieselbe einmal kurze Zeit, das andere Mal längere Zeit nach dem Anlegen der Spannung aufgenommen worden ist. Ferner sollte geprüft werden, ob der Strom nach einem Potenzgesetz von der Form $J(t) = k \cdot t^{-m}$ oder nach einem Exponentialgesetz $J(t) = k \cdot \varepsilon^{-at}$ verläuft.

Die Messungen wurden an Kristallpräparaten, welche aus gesättigter Lösung gewonnen worden waren, bei einer Temperatur von 21—22° C ausgeführt. Die Zeiten, während welcher die Spannung am Präparat lag, waren jeweils:

$$1'7,\ 2'5,\ 3'3,\ 4'1,\ 5'6,\ 6'2,\ 6'8,\ 7'3$$
$$\text{und } 8'1 \cdot 10^{-3} \text{ Sekunden}$$

und konnten mittels der Kontaktschlitten des Helmholtzpendels eingestellt werden. Die Schaltung wurde so getroffen, daß sowohl das Anlegen der Spannung an den Kristall, als auch das Abschalten derselben durch Öffnen der Kontakthebel mittels des Pendelkörpers erfolgte, da das Schließen der Kontakthebel meistens eine bedeutende Fehlerquelle darstellt und daher vermieden wurde. Als Meßinstrument diente ein ballistisches Galvanometer oder ein Einfadenelektrometer nach Lutz-Edelmann mit einer Empfindlichkeit von 100—150 Teilstrichen pro Volt.

Die Präparate wurden alle senkrecht zur c-Achse und möglichst in der Richtung der a-Achse oder nur wenig von derselben abweichend gemessen. Nach jeder einzelnen Messung wurde geerdet und erst 3 Minuten später erfolgte die nächste. Zwischen den aufeinanderfolgenden Meßreihen blieb das Präparat während 30 Min. unbeansprucht.

Die Stromzeitkurve zeigte in dem Zeitintervall von $2'6 \cdot 10^{-3}$ Sek. bis $8'1 \cdot 10^{-3}$ Sek. einen hyperbolischen Verlauf (Fig. 1).

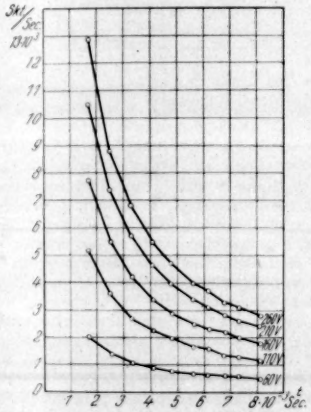


Fig. 1.

Die Abhängigkeit des Stromes von der Zeit erwies sich durch die Potenzfunktion $J = k \cdot t^{-m}$ darstellbar ($m = 1$). Im logarithmischen System ist die Kurve eine Gerade mit einer Neigung von 45° (Fig. 2).

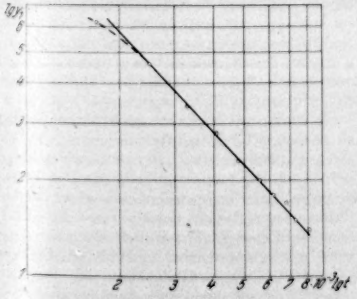


Fig. 2.

Für Zeiten, die kleiner als $2'6 \cdot 10^{-3}$ Sekunden sind, liegen die Stromwerte auf einer Kurve geringerer Neigung, was aus der Fig. 2 hervorgeht, denn die Abweichung der Lage des gemessenen Punktes von der Geraden ist so groß, daß sie nicht als Meßfehler gedeutet werden kann. Außerdem sei noch zur Bestärkung dieser Annahme auf die Arbeit von Scislowski[1]) hingewiesen, in welcher die Anfangsströme in dünnen Paraffinschichten behandelt wurden, wobei sich zeigte, daß für sehr kleine Zeiten die Beziehung $J = k \cdot t^{-m}$ ihre Gültigkeit verliert. Es ist auffallend, daß die berechneten Werte für

$$\Delta Q = \int_{\tau}^{\tau+\Delta t} J\,dt = A \ln \frac{\tau + \Delta t}{\tau}$$

fast doppelt so groß sind als die gemessenen. Die Gültigkeit des Potenzgesetzes für Zeiten,

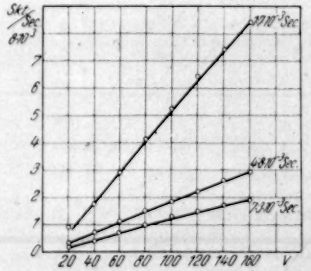


Fig. 3.

die größer sind als die hier angegebenen, wurde bereits in einer früheren Arbeit geprüft[2]).

Die Stromspannungskurven verlaufen entsprechend dem Ohmschen Gesetz für Messungen, die kurze Zeit nach dem Anlegen der Spannung an Seignettesalzeinkristallen gemacht wurden (Fig. 3).

Es erübrigt sich noch eine kurze Besprechung der Abhängigkeit des Anfangsstromes von der Schichtdicke des Präparates. Fig. 4 zeigt, daß mit abnehmender Dicke die Stromwerte rascher ansteigen, als dies nach dem Ohmschen Gesetz zu erwarten ist. Dazu ist ausdrücklich zu bemerken, daß diese Messungen an ein und demselben Präparat ausgeführt wurden und die Dicke desselben mit aller Sorgfalt durch Abschleifen auf gut befeuchteter Altasunterlage, also durch einen Lösungsprozeß, bei dem Verletzungen mechanischer Natur ausgeschlossen sind, bewirkt wurde. Da Seignettesalz durchsichtig ist, war es

1) W. Scislowski, Acta Phys. Pol. **4**, 123, 1935.
2) F. Seidl, Zeitschr. f. Phys. **101**, 234, 1936.

möglich, die dabei entfernte Hydrokollagelektrode, immer wieder von gleicher Größe wie die belassene Gegenelektrode aufzubringen. Dies war zu berücksichtigen, da unter Umständen durch eine Verlagerung der Elektrode verschiedenartige Kristallstellen zu den einzelnen Messungen gelangt wären und dadurch die alleinige Abhängigkeit der Stromstärkenwerte von der Schichtdicke nicht mehr bestehen würde.

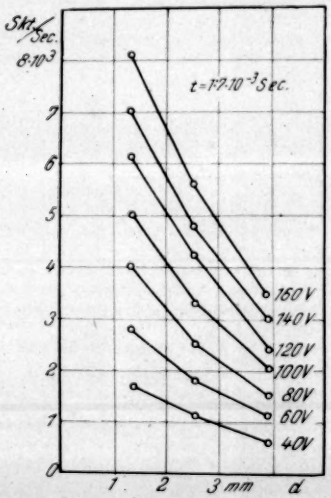


Fig. 4.

Zur Erklärung der diesbezüglichen Ergebnisse muß wohl in erster Linie die große Hygroskopizität des Seignettesalzes herangezogen werden. Beim Abschleifen auf der gut bewässerten Unterlage wird sich auf dem Kristallpräparat eine Schichte mit verhältnismäßig großem Wassergehalt ausbilden, die für eine Widerstandsverminderung prozentuell um so mehr wirksam sein wird, je dünner die Präparatdicke ist. Im Vergleich zu dieser Beeinflussung des Widerstandes ist jene, welche auf Inhomogenität des Kristalles zurückzuführen ist, sicher von untergeordneter Bedeutung, da es sich um kristallographisch und optisch einwandfreie Kristalle handelt, aus denen die zur Untersuchung gelangten Präparate gewonnen wurden. Scislowski[1]) konnte bei Paraffin keine Abhängigkeit von der Präparatdicke feststellen.

1) W. Scislowski, l. c.

Die Erweiterung dieser Messungen umfaßt die Dissertation von E. Herzog, welche am I. Physikalischen Institut der Universität ausgeführt worden ist.

Wien, Vereinigtes I. und II. Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 16. Juli 1938)

Ein neues, einfaches Magnetometer für mittlere bis stärkste Felder

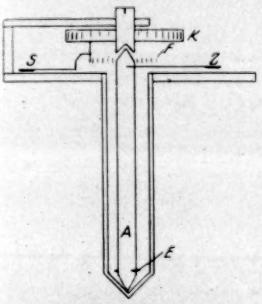
Von Alexander Deubner

Es gibt nicht viele einfache physikalische Größen, die so schwierig zu messen sind wie ein Magnetfeld. Das kann man schon daran erkennen, daß fast alle die vielen physikalisch möglichen Methoden (Induktion, Kraftwirkung auf Ströme, Widerstandsänderungen von Metallen, Steighöhen von Flüssigkeiten usw.) je nach Gelegenheit benutzt werden. Wegen ihres verhältnismäßig komplizierten Aufbaues erschweren es diese Methoden, von einer Meßanordnung zu einem in sich geschlossenen Meßinstrument überzugehen. Das im folgenden beschriebene Instrument hat demgegenüber den Vorteil, keine weiteren Nebenapparate (Galvanometer, Rheostaten, Batterien) zu benötigen. Es benutzt, wie ich glaube erstmalig, die an sich bekannte richtende Kraft eines Feldes auf ein Stäbchen aus weichem Eisen, das unter einem Winkel zum Felde steht.

Dies Meßprinzip hat natürlich eine untere Grenze, nämlich dort, wo das Feld mit der Koerzitivkraft des Eisens vergleichbar wird. Diese beträgt aber bei bestem Material nur einige Zehntel Örsted, und die empfindlichsten nach unserem Prinzip möglichen Instrumente werden wohl erst bei einigen Örsted ausschlagen, so daß selbst am Anfang der Skala nur selten eine Beachtung der magnetischen Vorgeschichte nötig ist. Die Richtkraft steigt dann zunächst quadratisch, später, sobald die Sättigung erreicht wird, fast linear weiter an.

Es ist nun unvorteilhaft, die Ablenkung selbst zu messen. Einmal beträgt die maximale Ablenkung dann nur etwa 45°, und ferner drängen sich die Eichpunkte am Ende der Skala zusammen. Daher kompensiert man besser die Ablenkung des Stäbchens mittels einer Spiralfeder, deren Verdrehung dann auf einer Skala abgelesen wird, welche unmittelbar in Feldstärke geeicht werden kann. Diese Skala kann sich über den vollen Kreis, ja theoretisch über beliebig viele Kreisumläufe erstrecken.

Die Figur zeigt schematisch, wie das Magnetometer etwa ausgeführt werden kann. Eine beiderseits in Spitzen gelagerte Achse A trägt an ihrem unteren Ende das Eisenstäbchen E, das auch ganz in die Achse eingelassen sein kann. Am anderen Ende von A ist der Einstellzeiger Z angebracht, der bei der Messung auf eine bestimmte Marke am Instrument eingestellt wird. Diese Marke zeigt gleichzeitig die Richtung an, die das zu messende Feld in bezug auf das Instrument



Schema des Magnetometers.

etwa haben muß. E muß möglichst genau unter 45° zu dieser Richtung stehen. Am oberen Ende von A greift ferner die Feder F an, die mittels des um das obere Spitzenlager drehbaren Knopfes K die Rückstellkraft auf die Achse erzeugt. Die Stellung von K kann an dem Zeiger S abgelesen werden.

Die Messung geht also folgendermaßen vor sich. Das Instrument wird in das Feld so hineingebracht, daß die Richtmarke etwa in Feldrichtung steht. Der Einstellzeiger wird dann von seiner Marke abgelenkt werden, und man dreht den Knopf K so, daß der Einstellzeiger wieder auf die Marke einspielt. Dann kann man an dem Zeiger S die Feldstärke ablesen. – Kennt man die Feldrichtung nur sehr ungenau oder gar nicht, so kann man durch langsames Drehen des Instruments im Felde leicht die Stellung finden, in der die angezeigte Feldstärke am größten ist. Diese ist dann die richtige.

Hat man ein so starkes Feld zu messen, daß der Drehknopf etwa um 360° gedreht werden muß, so kann es vorkommen, daß der Einstellzeiger, bei einer Drehung des Knopfes über den richtigen Wert hinaus, „überschnappt" und sich um etwa 360° herumwirft. Man muß dann nur den Drehknopf auch nochmals um 360° drehen und sich etwas behutsamer an den richtigen Meßwert heranpirschen. Überlegungen auf Grund des Kräftespiels zwischen Feld und Feder zeigen, daß das Überschnappen beispielsweise eintritt, wenn (bei Stellung des Skalenzeigers auf 360°) der Einstellzeiger sich um etwa 8° oder der Skalenzeiger um 1,5–2° über die richtige Einstellung hinausbewegt. (Vorausgesetzt ist ein Drehmoment des Feldes auf das Stäbchen, das mit $\sin 2\varphi$ geht.) Da das Überschnappen um so leichter passiert, je größer die Verdrehung der Feder ist, so wird man, auch um eine zu starke Belastung der Feder zu vermeiden, zweckmäßig über eine Skala von 360° nicht hinausgehen und lieber ein Instrument mit anderem Meßbereich nehmen, wenn stärkere Felder vorliegen.

Der Meßbereich bzw. die Empfindlichkeit kann durch Wahl verschieden langer und dicker Eisenstäbchen sowie schwächerer oder stärkerer Federn in weiten Grenzen verändert werden. Um ein Beispiel zu geben: die Messingachse A eines ausgeführten Modells war 15 cm lang und 4 mm dick und verjüngte sich am unteren Ende auf 3 mm. Das Eisenstäbchen (ganz eingelassen) war 3 mm lang und 1 mm dick. Die Lagerung bestand aus Bronzespitzen in Uhrsteinen. Der etwa 6 cm lange Zeiger Z aus dünnem Aluminiumrohr trug zum Trägheitsmoment der Achse nicht merklich bei. Diesem System erteilte die bronzene Weckerunruhfeder F eine ganze Schwingungsdauer von etwa $^1/_5$ sec. Die Empfindlichkeit dieses Systems war so, daß 50 Örsted noch etwa 1 mm Ausschlag gaben; bei 1500 Örsted war der Knopf etwa um 360° herumzudrehen. Macht man die Schwingungsdauer etwa 1 sec, so werden etwa 10 Örsted 1 mm Ausschlag geben, da in diesem Bereich die Kraft noch quadratisch mit dem Felde wächst. – Eine so lange Achse wie in diesem Beispiel kann etwa nötig sein, um in starke Elektromagnete hineinzukommen. Für schmale Feldspalte muß dann auch die Achse dünn und das Schutzrohr eng darum gelegt werden. Gegebenenfalls kann man das Schutzrohr um den unteren Teil der Achse ganz weglassen und durch einen Bügel ersetzen, der das untere Spitzenlager trägt, im übrigen aber die Achse in genügender Länge zum Einschieben in einen sehr schmalen Spalt frei läßt. – Damit sind die konstruktiven Möglichkeiten, die das Prinzip zuläßt, durchaus noch nicht erschöpft. Der Ersatz beispielsweise des Spitzenlagers nebst Feder durch eine Bändchenaufhängung sei hier nur erwähnt.

Schließlich wäre noch auf die Möglichkeit hinzuweisen, mit dem beschriebenen Prinzip Wechselfelder zu messen. Dazu müßte man nur die Achse nebst Schutzrohr aus Isoliermaterial machen, um keine Fälschung durch Wirbelströme hervorzurufen.

Als erstes Instrument mit direkter Eichung dürfte das neue Magnetometer in allen Laboratorien gute Dienste leisten, wo öfters Magnet-

felder rasch und genau gemessen werden sollen oder wo serienmäßige Kontrollen von solchen, z. B. von permanenten Magneten, durchgeführt werden. Der Ablesefehler läßt sich bei den höheren Skalenwerten von etwa 90° aufwärts auf 1 Promille oder darunter drücken. Wie weit die Konstanz der Eichung zeitlich oder bei Temperaturänderungen damit Schritt hält, müssen noch genauere Versuche zeigen, doch besteht begründete Aussicht, daß sie nicht wesentlich schlechter ist. Die Haupteinflüsse der Temperatur nämlich, der auf die Federelastizität und der auf die Magnetisierbarkeit des Stäbchens, dürften sich etwa kompensieren.

Die Firma E. Leybold's Nachfolger, Köln, hat die Herstellung des Instruments übernommen. — Unserem Institutsmechanikermeister, Herrn Geismann, danke ich für die verständnisvolle Sorgfalt beim Bau des Modells.

Berlin-Dahlem, Max-Planck-Institut, August 1938.

(Eingegangen 15. August 1938)

BESPRECHUNGEN

Sämtliche in diesem Heft besprochenen oder vom Verlag angezeigten Bücher sind in allen deutschen Buchhandlungen zu erhalten

Eberhard Hopf, Ergodentheorie (Ergebnisse der Mathematik und ihrer Grenzgebiete, 5. Bd.). 83 S. Mit 4 Fig. Berlin 1937. Julius Springer. RM 9.80.

Wie in einigen anderen Fällen hat sich in der Ergodentheorie aus einer ursprünglich rein physikalischen Fragestellung ein Zweig der Mathematik entwickelt, der auch unter den theoretischen Physikern nur noch wenigen verständlich ist. Man muß daher dafür dankbar sein, daß hier einer der besten Kenner des Gebiets den heutigen Stand der Kenntnis zusammengestellt hat. Es zeigt sich dabei, daß im letzten Jahrzehnt verhältnismäßig weitgehende Erkenntnisse gewonnen worden sind, wenn auch, wie der Verfasser im Vorwort hervorhebt, die Entscheidung, ob ein gegebenes dynamisches System ergodisch ist oder nicht, bisher nur in wenigen Fällen gelungen ist. Vielleicht ist es eine berechtigte Frage, ob nicht für das physikalische Problem einer sauberen Begründung der statistischen Mechanik ein geringerer mathematischer Aufwand hinreichend wäre; einerseits im Hinblick darauf, daß schon in der Quantenmechanik das Ergodenproblem mathematisch einfacher zu sein scheint als in der klassischen, andererseits weil schon die Ungenauigkeit, mit der wir bei jeder thermischen Messung von dem Gegenstand Kenntnis nehmen, eine sehr viel größere „Unordnung" vorgibt, als normalerweise bei molekularer Betrachtung vorausgesetzt wird. Jedoch kann durch diese Frage weder der mathematische Wert noch das physikalische Interesse der hier vorgetragenen Untersuchungen vermindert werden; denn wenn auch die vollständige Lösung des Ergodenproblems nicht notwendig sein sollte, um die Thermodynamik statistisch zu begründen, so wäre sie dazu doch jedenfalls hinreichend und bleibt daher immer das letzte erstrebenswerte Ziel. C. F. v. Weizsäcker

VDI-Jahrbuch 1938. Herausgegeben im Auftrage des VDI von A. Leitner. Din A 5. VIII u. 312 S. Berlin 1938. VDI-Verlag. RM 3.50 (VDI-Mitglieder RM. 3.15).

Das VDI-Jahrbuch zählt nun schon zu den selbstverständlichen jährlichen Neuerscheinungen. Die fünfte Auflage reiht sich ihren Vorgängern würdig an. In 94 Einzeldarstellungen, die auf etwa 10000 Schrifttumsnachweisen beruhen, vermittelt es eine Übersicht über die Fortschritte der technischen Wissenschaften im Jahre 1937. Darüber hinaus liegt der besondere Wert des Buches aber auch darin — und das ist bei der heute notwendigen engen Begrenzung des Fachgebietes des einzelnen besonders wichtig —, daß es den Zusammenhang des einzelnen Ingenieurs mit der gesamten Technik herstellt. Auch der neuen Auflage kommt wieder der Wechsel in der Wahl der Berichterstatter über die einzelnen Teilgebiete zugute. Das neue Jahrbuch gehört ebenso auf den Arbeitsplatz jedes Ingenieurs wie die bisherigen Jahrbücher.

A. Naumann

Manfred Richter, Das Schrifttum über Goethes Farbenlehre. 110 S. Berlin 1938. Verlag Rudolph Pfau. Preis RM 5.60.

In einer kurzen Einleitung werden die wichtigsten Gruppen von Schriften über Goethes Farbenlehre besprochen. Es folgt dann eine Liste von 458 Veröffentlichungen verschiedenster Autoren aus den Jahren 1792 bis 1937. Die wichtigeren Schriften sind durch ein paar kurze Sätze, möglichst wörtliche Zitate, in ihrer Einstellung charakterisiert. Wer sich mit den Auswirkungen der Farbenlehre näher beschäftigen will, für den wird diese Wegweisung von Nutzen sein.

C. F. v. Weizsäcker

E. Eckert, Technische Strahlungsaustauschrechnungen und ihre Anwendung in der Beleuchtungstechnik und beim Wärmeaustausch. Din A 5. 61 S. Mit 63 Abb. Berlin 1937. VDI-Verlag G. m. b. H. RM 6.— (VDI-Mitglieder RM 5.40).

In vielen Zweigen der Technik spielt die Berechnung des Energieaustausches durch Strahlung eine wesentliche Rolle. Das vorliegende Heft faßt die verschiedenen, in der Literatur verstreuten Berechnungen, die verschiedenen Anwendungsgebieten entstammen, einheitlich zusammen. Der

hauptsächlichen technischen Anwendung Rechnung tragend, sind die zahlreichen Zahlenbeispiele der Wärme- und Beleuchtungstechnik entnommen. Die Rechnungen sind soweit als möglich für alle Strahlungsarten gemeinsam durchgeführt, so daß ihre Anwendung auf die verschiedenen Gebiete leicht möglich wird. Die einzelnen Abschnitte sind: Der Strahlungsvorgang, Der strahlende Punkt, Strahlendes Flächenelement, Richtungsverteilung der Strahlung für verschiedengestaltige Körper, Strahlende Fläche, Schluckung und Rückwurf, Temperaturstrahlung, Schwarze Strahlung, Gasstrahlung. A. Naumann

H. Rupp, Die Leuchtmassen und ihre Verwendung. 4°. 163 S. Mit 33 Abb. u. 2 Tafeln. Berlin 1937. Gebr. Borntraeger. RM 8.—.

Zusammen mit Röntgen- und Fernsehtechnik ist die Technik der Leuchtmassen heute soweit schon entwickelt worden, daß ihre Ergebnisse für den Nichtfachmann immer schwerer übersehbar wurden. Besonders in den letzten Jahren, als die Anwendungen in die Gebiete der Lichttechnik, der Leuchtfarbendruckindustrie, der Photographie usw. übergriffen, machte sich immer mehr das Bedürfnis nach einem ausführlichen Überblick über alles zur Verfügung Stehende geltend. Das vorliegende Buch gibt einen solchen Überblick. In leicht verständlicher Weise, fast lehrbuchartig darstellend, wendet es sich an jeden Experimentierenden, der mit Sorgfalt an die Auswahl einer Leuchtmasse gehen will. Nachdem man in einem einleitenden Teil einiges über Erregung, Emission, Luminiszenzausbeute, Zerstörung der Leuchtfähigkeit erfahren hat, findet man in dem Hauptteil die Beschreibung der meisten bisher bekannt gewordenen Leuchtmassen, ihre Eigenschaften und Anwendungsmöglichkeiten und schließlich Angaben für die Darstellung, die jedem, der über die hier besonders notwendige chemisch-präparative Sauberkeit und das entsprechende Geschick verfügt, die Selbstherstellung ermöglicht. Ein kürzerer, hauptsächlich referierender Abschnitt über die Theorie der Phosphoreszenz sowie ein recht interessanter Anhang über die Schleedeschen Zink- und Zink-Kadmiumsulfide, die auch ohne besondere Fremdmetallaktivierung luminiszenzfähig sein können, beschließen das Buch. Rogowski

A. Unsöld, Physik der Sternatmosphären. 500 S. Mit 145 Fig. im Text. Berlin 1938. Julius Springer. Geh. RM 33.—, geb. RM 36.—.

Dieses Buch stellt uns eines der interessantesten Anwendungsgebiete der Atomphysik vor Augen. Das Erfahrungsmaterial der Astrophysik, das zu seinem wichtigsten Teil aus spektralen Beobachtungen der Sternoberflächen besteht, bezieht sich auf einen Zustand der Materie, den wir auf der Erde nicht reproduzieren und dort, wo er herrscht, nicht willkürlich verändern können. Mehr als bei der Deutung von Laboratoriumsexperimenten bedarf daher hier die Theorie der inneren Geschlossenheit, um die Lücken der Erfahrung aus eigener Kraft zu ergänzen, und die bisher erzielten Erfolge gehören daher, zumal unter dem Gesichtspunkt der Einheit unserer Naturbetrachtung, zu den befriedigendsten Anwendungen der modernen atomphysikalischen Theorien.

Das gestellte Problem ist schwierig, nicht nur weil die Sternatmosphären hohe Temperatur haben, sondern weil sie sich nicht im thermischen Gleichgewicht befinden und somit durch die Angabe einer Temperatur gar nicht eindeutig thermisch charakterisiert werden können. Diese Tatsache geht empirisch am handgreiflichsten aus dem Auftreten der Fraunhoferschen Linien hervor, während eine Atmosphäre im thermischen Gleichgewicht ja einfach eine Plancksche Verteilung emittieren müßte. Theoretisch ist auch nichts anderes zu erwarten, denn die Sternoberfläche kann, eben weil sie eine Oberfläche ist, nicht als Strahlungshohlraum wirken; ebensoweit wie wir in den Stern hineinsehen können, steht er im direkten Strahlungskontakt mit der Umgebung und kann somit nicht im Gleichgewicht sein. Trotzdem verwendet die Theorie thermodynamische Vorstellungen als erste Näherung, weil die direkte kinetische Behandlung des Problems einer von einem konstanten Strahlungsstrom durchsetzten Gasmasse von a priori unbekannter chemischer Zusammensetzung hoffnungslos kompliziert ist. Die allmähliche Verfeinerung dieser Vorstellungen bildet den Leitfaden dieses Buches. Das Ziel ist dabei, einerseits die astrophysikalischen Erfahrungen möglichst quantitativ darzustellen und so andererseits aus ihnen neue astrophysikalisch interessante Daten zu gewinnen, die insbesondere die chemische Zusammensetzung der Sterne betreffen. Hierzu führt der folgende Aufbau:

Der erste Teil behandelt die Eigenschaften einer Sternatmosphäre, soweit sie durch die Annahme thermischen Gleichgewichts erfaßt werden (Ableitung des Planckschen Gesetzes und Vergleich mit der empirischen Strahlung der Sonne und der Fixsterne; Sahasche Theorie der Ionisation). Der zweite Teil geht über zur Betrachtung einer stationär durchstrahlten Atmosphäre („Strahlungsgleichgewicht") und gibt damit die Grundlagen der Deutung des kontinuierlichen Spektrums der Sterne. Der dritte Teil bringt die physikalischen Grundlagen der Theorie der Fraunhoferlinien und der vierte Teil ihre Messung und Deutung. Hier sind die Grundlagen physikalisch allgemein bekannte Tatsachen und die Anwendungen speziell auf die astrophysikalischen Probleme zugeschnitten, so daß hier auf eine genauere Wiedergabe des Ganges der Untersuchung verzichtet werden kann. Es sei nur bemerkt, daß sich auch für den reinen Physiker hier eine Fülle von Anregungen verbirgt; z. B. ist selbst in der Kernphysik im Problem des Neutroneneinfangs in Resonanzzuständen unlängst die hier ausführlich diskutierte Aufgabe der quantitativen Berechnung einer Linienform unter dem kombinierten Einfluß von natürlicher Linienbreite und Dopplerbreite aktuell geworden. Der fünfte Teil wendet die Ergebnisse schließlich auf die konkreten Einzelprobleme an. So kann nun die Häufigkeitsschätzung der Elemente nach Payne, Russell und Menzel durchgeführt und verbessert werden; ferner wird die Frage diskutiert, aber nicht entschieden, ob Unterschiede in der Zusammensetzung der Sterne vorkommen. Die „Meteorologie" der Sonnenoberfläche (Granulation, Flecke, Protuberanzen, Chromosphäre, Korona) wird besprochen. Jedoch ist hier außer der Theorie der Granulation das meiste noch im Stadium der Vermutungen.

Man darf das Buch wohl als das Muster eines Werkes angewandter Theorie bezeichnen. Die Natur des Problems verlangt, daß exakt atomphysikalische Grundlagen gegeben werden; dabei ist es allerdings im ganzen möglich gewesen, auf spezifisch

wellenmechanische Begriffsbildungen zu verzichten. Andererseits ist der Gedankengang überall bis zum unmittelbaren Anschluß an die Erfahrung vorgetrieben, und Beschreibungen von Meßapparaten einerseits, Tabellen und Näherungsformeln andererseits füllen manche Seite. Dabei handelt es sich nicht nur um eine äußere Zusammenfassung der theoretischen und der praktischen Forschungsrichtung in einem Buch, sondern jede der beiden wird durch die Notwendigkeit, der anderen zu dienen, gleichsam gebändigt, und es wird die stets in der Isolierung liegende Gefahr vermieden, die auf der einen Seite in der unrealen Spekulation und Rechnerei, auf der anderen in der sinnlosen Anhäufung unverstandener Einzeldaten besteht. In dem Bewußtsein, von diesen beiden Fehlern frei zu sein, erlaubt sich der Verfasser manchen kleinen Seitenhieb auf die Arbeiten anderer Autoren, von denen das nicht im selben Maß behauptet werden kann. Solche Kritik muß wohl ihrem Wesen nach gelegentlich übers Ziel hinausschießen, aber die Betroffenen werden sie mit dem Humor aufzunehmen wissen, mit dem sie vorgebracht ist. An der Darstellung könnte höchstens ausgesetzt werden, daß die Tendenz, gedanklich überflüssiges Beiwerk zu vermeiden, vielleicht gelegentlich dem weniger vorgebildeten Leser, der sich nur für ein Teilgebiet interessiert, die Orientierung erschwert; so enthält, gleichsam als Warnungszeichen für unberufene Leser, der erste Satz des Buches eine mathematische Definition der Intensität eines Strahlungsfeldes, ohne daß über die physikalischen Grundlagen oder die astronomischen Ziele vorher ein Wort verloren worden wäre. Dafür ist die Darstellung durchweg von mustergültiger Klarheit; z. B. wird der Physiker kaum einen Abriß der Strahlungstheorie oder anderer hier als Hilfsdisziplinen dienender Zweige der theoretischen Physik finden, in dem das Wesentliche so knapp und deutlich herausgearbeitet wäre wie hier. Auf die hervorragende Ausführlichkeit von Inhalts-, Literatur-, Namen- und Sachverzeichnis sei besonders hingewiesen. C. F. v. Weizsäcker

P. Wessel, Physik für Studierende an Technischen Hochschulen und Universitäten. Herausgegeben von Dr. V. Riederer von Paar. 8°. XII u. 550 S. Mit 277 Abb. München 1938. Ernst Reinhardt. Geb. RM 4.90.

Das Buch soll „dem Hörer ein Mitschreiben im Kolleg weitgehend ersparen" und ist ganz besonders darauf abgestellt, ihn dann später mit den Anforderungen einer Prüfung vertraut zu machen. Die Erreichung dieses Zieles wird durch eine Dreiteilung des Buchinhaltes angestrebt: Auf einen „Grundriß der Physik" (354 Seiten) folgt ein kurzes „Repetitorium und Formelsammlung" (59 Seiten), worin die wichtigsten Punkte nochmals zusammengestellt sind. Den Abschluß bildet der dritte Teil mit seinen 1447 „Prüfungsfragen und Antworten" (63 Seiten). Man braucht das nun nicht so aufzufassen, als ob der Prüfling diese einfach auswendig lernen solle. Denn die „Antworten" bestehen nur in Hinweisen auf die zuständigen Stellen des ersten Teiles, und der Prüfling wird durch die Fragen wirklich angeleitet, über die Grundtatsachen der Physik nachzudenken.

Bei den gedachten Prüfungen handelt es sich wohl im wesentlichen um „Physik als Nebenfach". Für den künftigen technischen Physiker und Lehrer dürfte das Buch auch mit den klein gedruckten Zusätzen nicht ausreichen.

Der Inhalt berücksichtigt den neuesten Stand der Forschung. Er beschränkt sich überall auf die Hauptsachen und vermeidet so Zersplitterung und entbehrlichen Ballast. Die Sprache ist klar und wird durch besonders anschauliche Abbildungen unterstützt. Zur Vervollständigung der Benutzung sind „Tabellen und Zahlenwerte" (36 Seiten) beigegeben, darunter eine besonders nützliche Tabelle der Maßeinheiten, sowie ein sehr ausführliches Sachverzeichnis (36 Seiten).

Es ist zu erwarten, daß sich das Buch in den Kreisen, für die es bestimmt ist, bald bekannt machen wird. Möbius

Vorlesungsverzeichnis für das Winterhalbjahr 1938/39

Technische Hochschule Aachen. **Starke:** Experimentalphysik II: Elektrizität, Optik, 4; Übungen im physikalischen Laboratorium, 2 und 4; Praktikum für Vorgeschrittene; Anleitung zu selbständigen physikalischen Untersuchungen, tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Fucks und Nacken), nach Vereinbarung. — **Fucks:** Physikalisches Praktikum für Bauingenieure, 2; Anleitung zu selbständigen physikalischen Arbeiten, tägl.; Theorie der Wärme, 4, Rechnerische Übungen, 1; Physik bewegter Systeme, 2; Experimentalphysik für Bauingenieure, 2, Übungen, 2. — **Kirschbaum:** Photographie II, 1, Übungen, 2; Ausgewählte Kapitel der Physik: Röntgenstrahlung, 1. — **Nacken:** Experimentelle Untersuchungsmethoden der Physik, 1. — **Wieselsberger:** Strömungslehre IV, einschließlich Propellertheorie, 2, Übungen, 1; Seminar über Fragen der Aerodynamik und Flugtechnik, 2; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten in Aerodynamik und Flugtechnik, tägl. — **Naumann:** Strömungslehre II, 2, Übungen, 1; Gasdynamik, 2. — **Werner:** Flugmeteorologie, 2. —

Universität Basel. **Hagenbach:** Experimentalphysik II, 6; Physikalisches Praktikum für Vorgerücktere, tägl., für Anfänger, 8; Physikalisches Kolloquium (mit Zickendraht und Wehrli), 14tägig, 2 g. — **Matthies:** Theoretische Physik II, 4, Übungen, 1; Kinetische Gastheorie, 2, Übungen, 1; Mathematisch-physikalisches Seminar, für Anfänger, 1. — **Zickendraht:** Hochfrequente Wechselströme II, 2, Praktikum, 3; Repetitorium der Elektrizitätslehre, 1. — **Zehnder:** Die tiefsten Grundlagen der Physik und Chemie, 1; Geschichte der Physik, 1. — **Wehrli:** Statistischer Aufbau der Materie, 1. — **Miescher:** Experimentelle Spektroskopie und ihre Anwendungen, 2. —

Universität Berlin. **N. N.:** Experimentalphysik I, 4; Physikalisches Anfängerpraktikum, 7, für Fortgeschrittene, 5, für Mediziner und Pharmazeuten (mit Orthmann), 6; Physikalische Forschungsarbeiten (mit Schumann, Orthmann und Hinderer), tägl.; Praktikum zur Erlangung von Handfertigkeit für das naturwissenschaftliche Arbeiten, 3. — **Orthmann:** Einführung in die

Experimentalphysik, 4. — **Stuart:** Theoretische Physik I: Mechanik, 4, Übungen, 1; Besprechung wissenschaftlicher Arbeiten (mit Orthmann), 1 *g*; Anleitung zum selbständigen Arbeiten in experimenteller Physik, tägl. — **Henning:** Theorie der Elektrizität und des Magnetismus, 4. — **Kohler:** Feldphysik I, 4, Übungen, 1. — **v. Weizsäcker:** Grundlagen der Quantenmechanik, 2. — **Debye:** Tiefe Temperaturen, 2. — **Kolhörster:** Höhenstrahlung I, 1; Radioaktivität des Bodens, der Gewässer und der Luft, 1; Polar- und Zodiakallicht, 1; Besprechung von Arbeiten über Höhenstrahlung, 1 *g*; Arbeiten über Höhenstrahlung, für Fortgeschrittene, tägl. — **Ritschl:** Die Entwicklung der Vorstellungen vom Wesen des Lichtes bis zur Gegenwart, 1. — **Menzer:** Kristallphysik, 2. — **Gehrcke:** Ausgewählte Gebiete der Optik, 1. — **Schüler:** Ausgewählte Kapitel aus der experimentellen Atomphysik, 1; Spektroskopisches Praktikum (mit Grotrian), 4; Atomphysikalische Forschungsarbeiten, tägl. — **Philipp:** Künstliche Umwandlungen des Atomkerns, 1; Anleitung zu selbständigen Arbeiten in der Kernphysik, tägl. — **Verleger:** Positive Korpuskularstrahlen, 1. — **Schreiber:** Physik und Anwendung der Röntgenstrahlen I, 1. — **Skaupy:** Einführung in die technische Physik III: Optik, 14tägig, 2. — **Trendelenburg:** Elektrische Schwingungen, 1 *g*. — **Hinderer:** Untersuchung kurzzeitiger Vorgänge: Oszillographie, ballistische Photographie, mit Demonstrationen, 1; Elektronenoptik und Anwendungen, mit Demonstrationen, 1. — **Müller:** Physik des elektrischen Hochspannungsfeldes, 3/4. — **Justi:** Einführung in die technische Metallkunde, 1. — **v. Auwers:** Magnetochemie, 1; Seminar für Experimentalphysik (mit Orthmann, Ritschl und Verleger), 2. — **v. Laue:** Physikalisches Kolloquium, 2 *g*; Physikalisches Seminar, 2. — **Schumann:** Physikalisches Praktikum I, nach Vereinbarung; Wehrphysikalische Arbeiten (mit Wehnelt und Becker), tägl.; Sprengstoffphysikalische und theoretisch-ballistische Forschungsarbeiten, tägl. — **Grotrian:** Spektroskopische Forschungsarbeiten, tägl. — **Friedrich:** Radiologisches Praktikum: Licht, Röntgen, Radium (mit Risse und Schreiber), 2; Anleitung zu selbständigen Arbeiten auf dem Gebiete der Strahlenforschung (mit Risse und Schreiber), tägl. außer Sonnabend. — **N. N.:** Allgemeine Meteorologie I, 3. — **Bartels:** Physik der höchsten Atmosphärenschichten, 2; Harmonische Analyse in der Geophysik, 1; Geophysikalische Übungen (mit Rössiger), 2 *g*. — **Rössiger:** Das Schwerefeld der Erde, 1. — **Knoch:** Allgemeine Klimakunde, 1. — **Zistler:** Praktische Wetterkunde I, mit Übungen, 2, II, 2. — **Robitzsch:** Meteorologische und aerologische Beobachtungen auf Reisen, 1; Einführung in die meteorologische Beobachtungstechnik, mit Übungen, 2; Leitung eigener Arbeiten, tägl. außer Sonnabend. — **Kähler:** Luftelektrizität, 1; Übungen aus dem Gebiete der Meteorologie, atmosphärischen Elektrizität und Strahlung, 2, für Fortgeschrittene, tägl. — **Stumpff:** Differenzenrechnung und numerische Integration, 2. — **Kölzer:** Geschichte des Wetterdienstes, 1. — **Defant:** Meteorologisches und geophysikalisches Kolloquium (mit Bartels), 2 *g*. —

Technische Hochschule Berlin. **Geiger:** Experimentalphysik I, 2; Höhere Experimentalphysik, 2; Physikalische Übungen für Fortgeschrittene, nach Vereinbarung; Praktische Arbeiten im Physikalischen Institut, tägl. — **Westphal:** Physikalische Übungen, 4, Ergänzungen, 2. — **Volz:** Atomtheorie, 3, Übungen, 2. — **N. N.:** Mechanik II, 3, Übungen, 2. — **Graf:** Mechanik II, 3, Übungen, 2. — **Kömmnick:** Ausgewählte Kapitel der technischen Physik, nach Vereinbarung; Physikalisch-technisches Praktikum, nach Vereinbarung; Experimentalballistik, nach Vereinbarung; Physikalisch-technische Forschungsarbeiten, Dipl.- und Dr.-Arbeiten, tägl. — **Picht:** Einführung in die Theorie der Elektronenoptik, 3, Übungen, 1. — **Bollé:** Innere Ballistik, 2, Übungen, 1. — **Becker:** Ausgewählte Kapitel der Wehrtechnik, 1. — **Schmidt:** Die Regelung physikalischer Zustandsgrößen: Druck, Temperatur, Menge, Heizwert, Feuchtigkeit, 1. — **Hertz:** Anleitung zu selbständigen physikalischen Arbeiten, tägl. — **Ramsauer:** Physikalisch-technische Arbeiten, nach Vereinbarung. — **Schachenmeier:** Ausgewählte Probleme der theoretischen Physik, 1; Allgemeine Meßtechnik: Grundlagen und praktische Anwendungen, 2. — **Gehrts:** Wirkungsweise, Bau und Berechnung von Elektronenröhren II: Modulation, Gleichrichtung und Schwingungserzeugung, 2; Fernsehen II, 2. — **Wallot:** Theorie der Röhrenverstärker, 2. — **Cauer:** Die mathematischen Grundlagen der Elektrizitätstheorie, 2. — **Frerichs:** Besprechung ausgewählter Experimente zur Theorie der Elektrizität, nach Vereinbarung. — **Engl:** Tonfilmtechnik, 1; Anleitung zu selbständigen physikalischen Arbeiten, tägl. — **Weidert:** Geometrische Optik II, 2, Übungen, 2 *g*; Seminar für optisches Rechnen II, 2; Theorie und Wirkungsweise der optischen Instrumente II, 2; Übungen im Gebrauch optischer Instrumente II, 4; Optische Laboratoriumsarbeiten für Fortgeschrittene, tägl.; Lichtkundliche Übungen: Lichttechnik, optische Instrumente, Photographie (mit Arndt und Stenger), 2; Optisches Kolloquium (mit Picht), $1^1/_2$. — **Berthold:** Zerstörungsfreie Werkstoffprüfung, 1, Übungen, 3. — **Jung:** Einführung in die Geophysik, Bewegung und Figur der Erde, Schwerkraft, Isostasie, Gezeiten, Erdmagnetismus, 2; Geophysikalische Übungen, 14tägig, 2; Geophysikalisches Kolloquium (mit Reich), 14tägig, 2. — **Koschmieder:** Dynamische Meteorologie, 14tägig, $1^1/_2$. —

Universität Bern. **Greinacher:** Experimentalphysik: Wärme, Elektrizität, Magnetismus, 5, Ergänzungen, 1; Repetitorium der Physik, 1; Physikalisches Kolloquium (mit Gruner), nach Vereinbarung; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 4, für Vorgerücktere, 3 halbe Tage; Physikalisches Vollpraktikum, tägl. — **Gruner:** Optik: Elektromagnetische Lichttheorie, 4; Einführung in die molekülare Wärmetheorie, 2. — **Koestler:** Theorie und Berechnung elektrischer Schwingungskreise: Resonanz, 2; Allgemeine Mechanik mit besonderer Berücksichtigung der graphischen Statik, 1; Einführung in die mathematische Behandlung elektrischer Schwingungskreise: Symbolische Methode, 1; Anwendung der Mathematik auf die Naturwissenschaften, Statistische Methoden, 1—2. — **König:** Ausgewählte Kapitel aus der elektrischen Meßtechnik: Zähler-, Oszillographentechnik, Hochspannungs- und magnetische Messungen, mit Demonstrationen, 2. —

Technische Hochschule Braunschweig. **Cario:** Experimentalphysik II: Mechanik, Wärme, Akustik und Molekularphysik, 3, Ergänzungen, 1; Physikalisches Praktikum I, II, 3 und 6, für Pharmazeuten, 3; Physikalisches Kolloquium, 14tägig, 2 *g*; Selbständige Arbeiten auf dem Gebiete der Physik, tägl.; Seminar über optische Methoden in

der Technik, 2. — **Bergwitz:** Atmosphärische Elektrizität, mit Versuchen, 1; Radioaktivität mit Anwendungen, 1; Anwendung der Röntgenstrahlen, 1; Radiologisches Praktikum, 1 Nachmittag. — **Hübner:** Physik der Verbrennungserscheinungen, 1. — **Lübcke:** Technische Elektronik II: Ventile, Gleichrichter, gesteuerte Gasentladung, 14tägig, 2, Übungen, 14tägig, 2; Seminar über Raumakustik, 14tägig, 2. — **Stille:** Theorie der Elektrizität, 4, Übungen, 1. —

Universität Breslau. **Schaefer:** Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 4; Theoretische Optik, 4; Physikalisches Kolloquium (mit Fues, Steubing und Waetzmann), 2; Physikalisches Praktikum für Anfänger (mit Bergmann und Matossi), 3 oder 6, für Mediziner, Pharmazeuten und Landwirte, 3, für Fortgeschrittene (mit Steubing, Bergmann und Matossi), tägl.; Hydro- und aerodynamisches Praktikum, 3. — **Steubing:** Allgemeine Meteorologie, 1; Physikalische Meßmethoden und Meßtechnik für Fortgeschrittene, 2; Handfertigkeitspraktikum, 3; Seminaristisch-didaktische Übungen (mit Groß), 2; Übungen in der Ausführung physikalischer Experimente im Schulunterricht (mit Groß), 2. — **Bergmann:** Elektrische Wellen: Theorie, Erzeugung und Ausbreitung, mit Versuchen, 2; Hochfrequenzpraktikum, 2. — **Matossi:** Fluoreszenz, Phosphoreszenz und lichtelektrischer Effekt, 2. — **Haude:** Die Grundlagen einer dynamischen Klimatologie, 1; Meteorologisches Kolloquium, 2. — **Groß:** Schulphysik II: Ausgewählte Kapitel aus Elektrizität, Magnetismus, Optik, 1; Großtaten deutscher Technik mit Experimenten und Besichtigungen, 3. — **Fues:** Theoretische Physik I: Mechanik der Punktsysteme und starren Körper, 4, Übungen, 3; Seminar über ausgewählte Fragen der theoretischen Physik, 2. —

Technische Hochschule Breslau. **N. N.:** Experimentalphysik II, 4, Besprechung, 2 *g*; Physikalisches Praktikum für Anfänger (mit Schuster), 3 und 2, für Fortgeschrittene, tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Schaefer), 2; Physikalisches Seminar (mit Schuster), 2. — **Fues:** Theoretische Physik I: Mechanik I, 4; Seminar über Fragen der theoretischen Physik, 2; Physikalisches Zwischenpraktikum (mit Schuster), 6. — **Groß:** Schulphysik II: Elektrizität, Magnetismus, Optik, 1; Übungen in der Ausführung physikalischer Experimente im Schulunterricht, 2. — **Schuster:** Grundlagen der Elektroakustik, 2. —

Technische Hochschule Brünn. **Lohr:** Allgemeine und technische Physik: Elektromagnetische Erscheinungen und Optik, $3^1/_2$; Technische Physik II: Elektromagnetische Erscheinungen, 3; Physikalisches Praktikum, 4 und 3; Physikalisches Kolloquium, für Vorgeschrittene, 1. — **Schoklitsch:** Meteorologie und Klimatologie, 3. — **Kriso:** Mechanik I, 1: Statik in analytischer und graphischer Behandlung, Einführung in die Kinematik und Dynamik, 3, Übungen, 2, I, 2: Kinematik und Dynamik des materiellen Punktes, des starren Körpers und starrer Systeme, 3, Übungen, 2; Ausgewählte Abschnitte aus der Mechanik, $1^1/_2$. — **Girtler:** Mechanik III, 2: Elastizitäts- und Festigkeitslehre, 4, Übungen, 2. —

Bergakademie Clausthal. **Valentiner:** Experimentalphysik II: Optik, Elektrizität und Magnetismus, 4; Physikalische Grundlagen der Wärmetechnik, 2 *g*; Wärmewirtschaft, für Eisenhüttenleute II, 1; Physikalisches Praktikum, 3; Anleitung zu selbständigen wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. — **Jung:** Allgemeine und angewandte Geophysik I: Erdbeben, Schweremessungen, seismische und gravimetrische Aufschlußmethoden, 2; Geophysikalisches Praktikum, 3. —

Technische Hochschule Darmstadt. **Rau:** Experimentalphysik unter Berücksichtigung der technischen Anwendungen: Mechanik der festen, flüssigen und gasförmigen Körper, Wärme, Schwingungslehre, einschließlich Akustik, Geometrische Optik, Farbenlehre, Wellenlehre des Lichtes, 5; Physikalische Übungen, 3 Nachmittage, für Fortgeschrittene, 2 Tage; Ausgewählte Kapitel aus der Physik, 1; Physikalisches Seminar, 1; Selbständige Arbeiten aus dem Gebiete der Physik, nach Vereinbarung; Werkstattkurs, 3; Physikalisches Kolloquium (mit Scherzer und Vieweg), 1 *g*. — **Vieweg:** Technische Physik mit physikalischer Meßkunde: Ausgewählte Abschnitte aus Wärmelehre (Strahlung) und Optik (geometrische Optik und optische Instrumente), 3; Registrierungen und andere schwierige Meßverfahren, 1; Übungen in technischer Physik, 6; Arbeiten in technischer Physik für Fortgeschrittene, 12; Selbständige Arbeiten in technischer Physik, nach Vereinbarung; Seminar über Fragen der technischen Physik, 1. — **Scherzer:** Theorie der Wärme, 3, Übungen, 2; Theorie der Wärmestrahlung, 2; Theoretisch-physikalisches Kolloquium (mit Finkelnburg), 1 *g*; Ausgewählte Fragen der Quantentheorie, 1; Anleitung zu selbständigen theoretisch-physikalischen Arbeiten, nach Vereinbarung. — **Stintzing:** Röntgentechnik II, 2, Übungen, 1; Röntgenpraktikum I, 3, II, 6; Selbständige Arbeiten auf dem Röntgengebiet, tägl.; Röntgenseminar, 2 *g*; Wissenschaftliche Grundlagen und technische Anwendungen der Röntgenphotographie, 1; Röntgenphotographisches Praktikum, 3. — **Finkelnburg:** Struktur der Materie: Atomphysik II, Molekülphysik, Kristalle, 2. — **Reutlinger:** Geophysik I: Schweremessung, Seismik, 1, Übungen, 1; Ausgewählte Kapitel aus der Geophysik, 2; Meßmethoden und Meßgeräte mechanischer Schwingungen, 2; Übungen in mechanischer Schwingungsmeßtechnik, 3; Selbständige Arbeiten in Schwingungsmeßtechnik und Apparatebau, nach Vereinbarung; Apparatebau und Bauelemente der feinmechanischen Konstruktion, 1, Übungen, 1; Kolloquium in Apparatebau, 1 *g*. — **Georgii:** Allgemeine Flugmeteorologie, 2. — **Mügge:** Spezielle Klimatologie, 1; Theoretische Meteorologie I, 2; Physik der Strahlung: Sonnen- und Himmelsstrahlung, 1; Wetterbesprechungen, 2; Synoptisch-aerologische Übungen, 4; Meteorologisches Kolloquium, 2; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, halbtägig. — **Bramesfeld:** Maschinenzeichnen für Flugmeteorologen, 2, Übungen, 2. —

Technische Hochschule Dresden. **Tomaschek:** Experimentalphysik II, 4; Ergebnisse der modernen Physik, 1 *g*; Physikalisches Praktikum I, 3 und 6, II, 9; Praktikum für größere physikalische Arbeiten, tägl.; Physikalisches Kolloquium, 14tägig, 2 *g*. — **Falkenhagen:** Theoretische Physik: Optik, 3, Übungen, 1; Größere physikalische Arbeiten, tägl. — **Wiedmann:** Röntgenstrahlen II, 1; Röntgentechnische und spektroskopische Übungen: Roh- und Werkstoffprüfung, 3 und 6; Selbständige Arbeiten im Röntgen-Laboratorium, tägl. — **Teichmann:** Probleme der Atomumwandlung, 2;

Einführung in die Behandlung einfacher mathematisch-physikalischer Probleme, 1, Übungen, 1. — **Fleischer:** Wechselwirkungen zwischen strahlender und elektrischer Energie, 1. — **Frieser:** Grundlagen der Photographie, 2, Ergänzungen, 1 *g*; Photographisches Praktikum für Anfänger, 4, für Fortgeschrittene, 4; Selbständige Arbeiten im Photographischen Institut, 2, 4, 8, 12, halb- und ganztägig; Kinematographisches Praktikum (mit Joachim), 2 *g*; Kolloquium über neuere Forschungen auf dem Gebiete der wissenschaftlichen Photographie, 14tägig, 2 *g*. — **Klughardt:** Die Berechnung optischer Systeme I: Geometrische Optik und analytische Vorrechnung, 2; Die Fernrohre, 1; Die Photometer, 1. — **Joachim:** Film- und Kinotechnik, 1 *g*. — **König:** Allgemeine Meteorologie, 2. — **Günther:** Geschichte des mathematisch-physikalischen Unterrichts, dabei Geschichte der Schulmathematik und Schulphysik, 2 *g*; Mathematisch-physikalische Unterrichtslehre, 2 *g*. —

Universität Erlangen. Gudden: Experimentalphysik I: Mechanik, Schwingungslehre, Wärme, 4, IV: Atomphysik, 2; Übungen im Beobachten und Messen, für Anfänger, 4; Wissenschaftliche Arbeiten, 40; Besprechung physikalischer Tagesfragen (mit Reiger und Rump), 1 *g*. — **Reiger:** Theoretische Physik: Mechanik I, 4, Übungen, für Anfänger: Mechanik, 1, für Fortgeschrittene: Theoretische Physik, 1; Wissenschaftliche Arbeiten, 40. — **Rump:** Physik der Röntgenstrahlen, 1. —

Bergakademie Freiberg. Aeckerlein: Experimentalphysik, 4, Ergänzungen, 2; Physikalische Übungen, 2. — **N. N.:** Angewandte Geophysik, 1. —

Universität Freiburg i. Br. Steinke: Experimentalphysik I: Mechanik, Wärme, Wellenlehre, 4, Übungen, 2 oder 1; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 6, für Fortgeschrittene (mit Plötze), 6; Maschinentechnisches Praktikum, 6; Handfertigkeitsübungen, 4; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Mecke), 14tägig, 1 *g*; Zeitschriftenkolloquium, 1 *g*. — **Plötze:** Höhere Experimentalphysik I: Atomistik der Materie, 3. — **Sommermeyer:** Ausgewählte Kapitel aus der Kernphysik, 1. — **N. N.:** Technische Physik, 2. — **Loßnitzer:** Wetter- und Klimakunde, unter besonderer Berücksichtigung des Forstwesens, 1. — **Mecke:** Theoretische Physik I: Mechanik, 4, Übungen und Seminar, 2 *g*; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl. —

Universität Freiburg (Schweiz). Dessauer: Experimentalphysik I: Mechanik, Wärmelehre, 5, Ergänzungen, nach Vereinbarung; Repetitorium der Physik, nach Vereinbarung; Ausgewählte Kapitel aus Biophysik und technischer Physik, nach Vereinbarung; Praktikum für Mediziner und Pharmazeuten, 4; Anfängerpraktikum für Naturwissenschaftler, 12; Physikalisches Praktikum und Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl.; Kolloquium, nach Vereinbarung. — **Brasey:** Schwingungserscheinungen, 3. — **Huber:** Mechanik, 4. —

Universität Gießen. Gerthsen: Experimentalphysik: Mechanik, Akustik, Wärme, 4; Seminar über Anwendungen der Atomphysik in der Technik, 14tägig, 2; Physikalisches Praktikum für Physiker und Naturwissenschaftler, 6, für Chemiker (mit Cermak), 3; Anleitung zu selbständigen physikalischen Arbeiten (mit Cermak), tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Bechert und Cermak), 14tägig, 2. — **Cermak:** Experimentalphysik für Fortgeschrittene: Interferenz und Beugung, 2; Handfertigkeitspraktikum, 3; Physikalisches Seminar für Lehramtskandidaten, 2; Synoptische Meteorologie, 1. — **Bechert:** Mechanik, 3, Übungen (mit Meixner), 1; Seminar über moderne Fragen der theoretischen Physik (mit Meixner), 14tägig, $1^1/_2$ *g*; Anleitung zu selbständigen Arbeiten aus der theoretischen Physik, *g*. — **Meixner:** Einfache Berechnungen aus dem Gesamtgebiet der Physik, 2; Wellenmechanik, 2. — **Lihotzky:** Grundlagen der Theorie und Konstruktion optischer Abbildungsinstrumente, 2 *g*. —

Universität Greifswald. Krüger: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 4; Physikalisches Praktikum für Naturwissenschaftler, 6, für Mediziner und Pharmazeuten, 2; Praktikum der angewandten Elektrizitätslehre, 3; Anleitung zu selbständigen physikalischen Untersuchungen, tägl.; Besprechung neuerer physikalischer Arbeiten (Kolloquium) (mit Reinkober und Schmidt), $1^1/_2$ *g*. — **Seeliger:** Theorie der Elektrizität, 3, Übungen, 14tägig, 2; Seminar für Fortgeschrittene: Wellenmechanik II (mit Schmidt), 14tägig, 2 *g*; Anleitung zu selbständigen Untersuchungen, tägl. — **Reinkober:** Die physikalischen Grundlagen der Lichttechnik, 1; Physikalische Maßeinheiten, 1; Ballistik, 1 *g*; Seminaristische Übungen zur Physik, 2. — **Schmidt:** Elektronentheorie der Metalle, 2; Rechenübungen zur mathematischen Physik, 1; Seminar: Gruppentheorie und Physik (mit Reinhardt), 2 *g*. — **Green:** Englisch für Physiker und Mathematiker, 1. —

Universität Halle. Kast: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 4, Ergänzung, 1; Technische Elektrizitätslehre, 2; Physikalische Übungen, 6; Anleitung zu selbständigen physikalischen Arbeiten (mit Pose), tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Smekal), 2 *g*. — **Smekal:** Atomphysik und Quantentheorie, 4, Übungen, 1 *g*; Kohäsion der Festkörper, 1; Anleitung zu selbständigen physikalischen Arbeiten, tägl.; Seminar für theoretische Physik, 2 *g*. — **Pose:** Experimentelle Methoden der Atomphysik, 3; Handfertigkeitspraktikum, 3; Physikalische Übungen für Fortgeschrittene, 6. — **Rexer:** Fluglehre, 1; Physik der organischen Kunststoffe, 1. —

Universität Hamburg. Koch: Experimentalphysik I: Wärme, Elektrizität, 4; Physikalisches Praktikum (mit Goos, Meyer und Müller), 4; Anleitung zu wissenschaftlichen Untersuchungen (mit Tams, Goos, Meyer und David), tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Lenz, Möller und Harteck), 2. — **Lenz:** Theoretisch-physikalische Arbeitsgemeinschaft, 1; Theoretisch-physikalisches Vortragsseminar, 2; Quantentheorie mit Übungen, 4. — **Meyer:** Röntgeninterferenzen und ihre Anwendung zur Untersuchung des Feinbaues der Stoffe, 1; Physikalisches Proseminar (mit Knauer und Jensen), 2. — **Goos:** Photometrie, 1. — **Jensen:** Kinetische Gastheorie, 2. — **Knauer:** Die Molekularstrahlmethode, ihre experimentellen Grundlagen und ihre Ergebnisse, 1. — **Müller:** Anleitung zur Ausführung von physikalischen Schulversuchen, 2. — **Möller:** Wärmelehre, 2, Übungen, 1; Elektrotechnisches Praktikum, 10; Aerodynamik des Flugzeuges mit Versuchen, 1; Physikalisch-technisches Kolloquium (mit Hagen), 2; Selbständige Arbeiten Fortgeschrittener (mit Hagen), tägl. — **Raethjen:** Geophysikalisches Kolloquium

(mit Kleinschmidt, Schulz, Tams, Kuhlbrodt, Errulat und Seilkopf), 14tägig, 2; Wärmehaushalt und Zirkulation der Atmosphäre, 2, Übungen, 14tägig, 2; Meteorologisches Praktikum (mit Wohltmann), 3; Besprechung meteorologischer Arbeiten, 2; Besprechung ausgewählter Probleme aus der synoptisch-dynamischen Meteorologie und Aerologie, für Fortgeschrittene, 2. — **Chr. Jensen:** Die Helligkeit und die Farbe des Himmels sowie die Polarisation des Himmelslichts, 1. — **Tams:** Seismische Übungen, 2; Geophysikalische Methoden zur Aufschließung nutzbarer Lagerstätten, 2; Seminar über die Physik der festen Erde, 14tägig, 2. — **Errulat:** Erdmagnetische Instrumente und Messungen mit Übungen, 1. — **Kuhlbrodt:** Maritime Klimatologie, 1. — **Kleinschmidt:** Die wichtigeren meteorologischen Instrumente, 2. — **Reidat:** Flugmeteorologie II, 2. — **Seilkopf:** Flugmeteorologie der Ozeane und überseeischen Länder II, 14tägig, 1. —

Universität Heidelberg. Becker: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 4; Physikalisches Praktikum, 6 oder 3; Physikalisches Großpraktikum und Anleitung zum Experimentieren, tägl., außer Sonnabend; Selbständige physikalische und physikalisch-technische Arbeiten, tägl., außer Sonnabend; Physikalisches Seminar (mit Wesch), 14tägig, $1^1/_2$ g; Physikalisches, physikalisch-chemisches, mathematisches Kolloquium (mit Wesch, Fischbeck und Wegner), 14tägig, $1^1/_2$ g; Geophysikalische Arbeitsmethoden (mit Kruppke), 1. — **Wesch:** Theorie der Mechanik, 4; Radiologie: Korpuskularstrahlen, 2; Funktechnik I: Schwingungskreise und Antennen, 1; Übungen zur Funk- und Nachrichtentechnik, 2; Selbständige wissenschaftliche Arbeiten, tägl., außer Sonnabend. — **Fleischmann:** Kernphysik I, 1. — **Bothe:** Kolloquium über naturwissenschaftlich-medizinische Arbeiten (mit Kuhn), 14tägig, 1. — **Peppler:** Klimakunde, $1^1/_2$ g; Das Klima der gemäßigten Zonen, 1 g. — **Bohrmann:** Übungen zur praktischen Meteorologie, 14tägig, 2 g. —

Universität Jena. Kulenkampff: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärmelehre, Optik, 4; Physikalisches Praktikum, für Mathematiker und Physiker (mit Wißhak), 6, für Chemiker und Pharmazeuten, 4, kleines Praktikum, $2^1/_2$, für Fortgeschrittene (mit Raether), 10; Leitung selbständiger physikalischer Arbeiten (mit Hettner und Raether), tägl.; Besprechung von Arbeiten aus dem Physikalischen Institut (mit Hettner), 14tägig, 2 g; Physikalisches Kolloquium (mit Esau, Kühl und Hettner), 2 g. — **Hettner:** Theorie der Wärmestrahlung, 2; Mechanik, mit Übungen (mit Wessel), 4; Theoretisch-physikalisches Seminar für Fortgeschrittene (mit Wessel), 1 g; Anleitung zu selbständigen theoretisch-physikalischen Arbeiten (mit Wessel), tägl. — **Wessel:** Atommechanik III: Elektronenspin und Paulisches Prinzip, 2. — **Wißhak:** Experimentalphysik für Fortgeschrittene II: Optik, 2; Handfertigkeitspraktikum, 3. — **Raether:** Der Bau des Atomkerns, 1. — **Esau:** Hochfrequenztechnik, 3; Technisch-physikalisches Praktikum, 3; Großes technisch-physikalisches Praktikum, tägl.; Technisch-physikalisches Seminar, 2. — **Kühl:** Geometrische Optik und optische Instrumente, 3; Photometrie, 1; Strahlungsschutz (des menschlichen Auges), 1; Praktikum der optischen Untersuchungsmethoden, 4; Mikroskopisches Praktikum, 2; Optisches Kolloquium, 14tägig, 2 g; Leitung selbständiger Arbeiten, tägl. — **Henry Siedentopf:** Dunkelfeldbeleuchtung und Ultramikroskopie, 1. — **Rzymkowski:** Bild und Film als Hilfsmittel und Unterricht, mit Übungen, 1. — **Sieberg:** Vulkanische Vorgänge, 1 g; Erdbebenkundlich-bodenmechanisches Praktikum, nach Vereinbarung g; Anleitung zu selbständigen erdbebenkundlich-bodenmechanischen Arbeiten, g; Erdbebenkundliches Kolloquium, g. — **Meißer:** Einführung in die Geophysik, 1 g; Geophysikalisches Praktikum (mit Müller und Martin), a) Einführung in die Instrumentenkunde der angewandten Geophysik, 2, b) Allgemeine geophysikalische Untersuchungsmethoden, 2; Anleitung zu selbständigen geophysikalischen Arbeiten, tägl. g. — **M. Müller:** Die Anwendung des Kathodenstrahloszillographen in der Geophysik, 1 g. — **Martin:** Theorie und Praxis der geophysikalischen Instrumente, 1 g. — **Heinrich Siedentopf:** Aufbau und Dynamik des Sternsystems, 3; Thermodynamik und Optik der Erdatmosphäre, 1; Meteorologische Übungen, 2; Astronomisches Kolloquium, 2 g; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl. g. —

Universität Kiel. Kopfermann: Experimentalphysik: Mechanik, Akustik, Wärme, Optik, 3; Zusatzvorlesung für Physiker und Naturwissenschaftler, 1; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 4 oder ganztägig, für Fortgeschrittene, 4 oder ganztägig; Forschungsarbeiten, tägl.; Angewandte Elektrizitätslehre, mit Übungen, 2; Physikalisches Seminar: Metallelektronen (mit Unsöld und Lochte-Holtgreven), 2 g; Physikalisches Kolloquium (mit Unsöld und Lochte-Holtgreven), $1^1/_2$ g. — **Lochte-Holtgreven:** Einführung in die Quantenmechanik, 2. — **Unsöld:** Elektrodynamik: Maxwellsche Theorie, 4, Übungen, 2; Neuere Fragen der Hydrodynamik, 1 g. — **Büttner:** Luftelektrizität, Erdmagnetismus und Polarlicht, 2; Meteorologisches Kolloquium, 14tägig, 2 g. — **Stobbe:** Stellarstatistik, 2; Physik des Weltalls, mit Lichtbildern, 1 g; Astrophysikalisches Praktikum, 2 g; Astronomisches Kolloquium, nach Vereinbarung, g; Arbeiten an den Instrumenten der Sternwarte, für Fortgeschrittene, nach Vereinbarung g. —

Universität Köln. Kirchner: Experimentalphysik I: Mechanik, Elektrizität, 4, Ergänzungen, 1; Physikalisches Praktikum (mit Hiedemann), 7, für Mediziner, 4, für Vorgeschrittene (mit Försterling und Malsch), 7; Anleitung zu selbständigen wissenschaftlichen Arbeiten, tägl.; Physikalisches Seminar, 2 g; Kolloquium über neuere Arbeiten aus dem Gebiete der Physik (mit Försterling, Malsch und Cremer), 2 g. — **Försterling:** Mechanik, mit Übungen, 4; Wissenschaftliche Arbeiten für theoretische Physik, tägl. — **Malsch:** Physik und Technik der Gasentladungen und des Vakuums, 2; Technisch-physikalisches Praktikum, 7; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. — **Hiedemann:** Schall und Ultraschall, 2; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. —

Universität Leipzig. Hoffmann: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 5; Höhere Physik, 1; Physikalisches Praktikum, 3, 6 oder 9, für Fortgeschrittene, 9; Selbständige physikalische Arbeiten, 24 oder 44; Physikalisches Praktikum für Mediziner usw., 3; Seminar über die Arbeiten des Instituts, nach Vereinbarung g; Physikalisches Kolloquium (mit Heisenberg), $1^1/_2$ g. — **Heisenberg:** Theoretische Physik I: Mechanik, 4, Übungen, 1; Seminar über die Struktur der Materie (mit Hund),

2 g; Selbständige theoretisch-physikalische Arbeiten (mit Hund). — **Hund:** Quantenmechanik, 3, Übungen, 1. — **Schiller:** Hydro- und Aerodynamik, 2, Übungen, nach Vereinbarung g; Technisch-physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene: Angewandte Mechanik und Thermodynamik, 9; Selbständige physikalische Arbeiten, 24 oder 44; Besprechung neuerer Arbeiten der Strömungslehre, 14tägig, 2 g. — **Karolus:** Elektrotechnik I, 2, Übungen, 3; Angewandte Elektrizitätslehre, 9; Selbständige physikalische Arbeiten, 24 oder 44; Besprechung neuerer Arbeiten, nach Vereinbarung g. — **Möbius:** Ausgewählte Kapitel aus der Radioaktivität, 1. — **Kaempf:** Ausgewählte Kapitel aus der Optik, 1. — **N. N.:** Experimentelle Kernphysik, 1. — **Weickmann:** Dynamische Ozeanographie, 2; Allgemeine Meteorologie II: Die Klimate der Erde, 2 g; Arbeiten im Geophysikalischen Institut und im Observatorium, tägl. g; Geophysikalisches Praktikum: Instrumentenpraktikum, 3; Geophysikalisches Kolloquium, 2 g. — **Lettau:** Sonnen- und Himmelsstrahlung, 2. —

Universität Marburg. **Grüneisen:** Experimentalphysik I, 4, Theoretische Ergänzungen, 1 g; Physikalisches Kolloquium, 2 g; Physikalisches Praktikum für Anfänger (mit Kneser und Vogt), 6, für Fortgeschrittene (mit Kneser und Vogt), 8, für Geübte: Leitung wissenschaftlicher Arbeiten (mit Kneser und Vogt), ganztägig. — **Kneser:** Theoretische Probleme der Elektrotechnik, 2. — **Vogt:** Thermodynamik in praktischen Anwendungen, 2. — **Hückel:** Theorie des Lichtes: Optik, 4, Übungen, 2. —

Universität München. **Gerlach:** Experimentalphysik: Mechanik, Wärme, Akustik, 4; Allgemeine Physik, mit Versuchen, 1; Physikalische Übungen für Anfänger, A, 4, B, 4, C, Ergänzungskurs, 4, für Pharmazeuten, 4; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten (mit Rüchardt), tägl.; Übungen für Fortgeschrittene (mit Rüchardt), tägl.; Physikalisches Seminar (mit Rüchardt), $1^1/_2$. — **Sommerfeld:** Vektorrechnung mit Übungen (mit Welker), 3. — **Rüchardt:** Höhere Experimentalphysik II: Beugung und Interferenz des Lichtes, optische Instrumente, $1^1/_2$. — **Maue:** Mechanik, 4, Übungen, 2; Seminar, 2. — **Auer:** Metallphysik: Metallische Grenzflächen, 1; Besprechung metallkundlicher Fragen, 1. — **Schmauss:** Wetterkunde I, 4, Übungen und Ergänzungen, 1; Besprechung für Fortgeschrittene, 14tägig, $1^1/_2$. — **Schneider:** Wettervorhersage, 1. —

Universität Münster. **Senftleben:** Experimentalphysik für Naturwissenschaftler, einschließlich Pharmazeuten: Mechanik, Akustik, Wärme, 5; Elektrische Schwingungen und ihre Anwendungen, 2; Physikalisches Praktikum, 3 oder 6 oder tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Kratzer), 2 g. — **Kratzer:** Elektrodynamik mit Übungen, 6; Theorie der Spektren, 4; Theoretisch-physikalisches Seminar, 14tägig, 2 g. — **Siemens:** Grundzüge der Starkstromtechnik, 2. — **Durau:** Lichtelektrizität, 2; Ausgewählte Kapitel aus der neueren Physik, 2. —

Universität Prag. **Fürth:** Experimentalphysik I, 5, Ergänzungen, 2; Die Physik des Kraftwagens, 2; Physikalisches Praktikum, 6; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten für Fortgeschrittene, tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Frank, Freundlich, Blüh, Glaser und Sitte), 2. — **Frank:** Analytische Mechanik und geometrische Optik, 3; Mathematische Grundlagen der Quantenmechanik, 2; Seminar für theoretische Physik, 2. — **Blüh:** Einführung in die Physik für Pharmazeuten und Naturhistoriker, 5; Höhere Experimentalphysik III: Elektrizität, 2; Elektrische Meßinstrumente und Meßmethoden, 1; Physikalisches Praktikum für Pharmazeuten, 3; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. — **Sitte:** Einführung in die theoretische Physik, 5; Übungen über theoretische Physik, 2; Einführung in die Wellenmechanik, 2; Seminar über Fragen der modernen Physik, 2; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. — **Pollak:** Physik der Sonnen- und Himmelsstrahlung, 2; Allgemeine Geophysik, 2; Geophysikalisches Praktikum, 4; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten für Fortgeschrittene, tägl.; Geophysikalische Übungen, 4. — **Freundlich:** Himmelsmechanik, 3; Einführung in die Astrophysik, 2; Übungen auf der Sternwarte, 3. —

Universität Rostock. **Kunze:** Experimentalphysik II, 3; Ausgewählte Teilgebiete der Physik, 1; Physikalische Übungen für Mediziner, 2, für Naturwissenschaftler, 4; Seminar (Physikalisches Kolloquium) (mit Jordan), 14tägig, $1^1/_2$ g; Wissenschaftliche Arbeiten, tägl. g. — **Jordan:** Theoretische Optik mit Übungen, 4; Aktuelle Fragen der Atomphysik, 2; Mathematisches und ballistisches Vortragsseminar (mit Kunze), 2. — **Falckenberg:** Allgemeine Meteorologie, 1 g; Meteorologisches Praktikum für Anfänger, 4; Meteorologisches Praktikum für Fortgeschrittene, tägl.; Meteorologisches Kolloquium, 14tägig, 2 g. —

Technische Hochschule Stuttgart. **Schmidt:** Grundlagen der Physik I: Mechanik, Akustik, Wärmelehre, 4; Atomphysik, 2; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 3–6; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten (mit Lenz), tägl.; Physikalisches Seminar für Fortgeschrittene, 2 g; Physikalisches Kolloquium: Besprechung neuerer Arbeiten (mit Glocker, Reiher, Dehlinger, Hönl und Lenz), 14tägig, $1^1/_2$ g. — **Lenz:** Experimentalphysik, Übungen, 14tägig, 2; Bau und Berechnung optischer Geräte, 2; Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittenere, 3–6; Versuchstechnik und Apparatebau für Physiker, zum Teil mit Übungen, 1. — **Kramer:** Einführung in die wissenschaftliche Photographie, 14tägig, 1. — **Dehlinger:** Theoretikum in Physik (mit Hönl), 3; Theoretische Physik IV, 4; Seminar über Atomphysik (mit Hönl), 2; Anleitung zu Arbeiten auf dem Gebiet der theoretischen Physik (mit Hönl), nach Vereinbarung; Aufbau und Technologie kristalliner Stoffe: Metalle, 2. — **Glocker:** Röntgentechnik, 2; Röntgenpraktikum für Anfänger, 3, für Fortgeschrittene, 3; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten im Röntgenlaboratorium, tägl. — **Reiher:** Einführung in die technische Physik, 2; Technisch-physikalische Meßmethoden I und II, 2, Übungen, 3; Technisch-physikalische Sondergebiete: Wärme- und Kältetechnik, 2, Übungen, 3; Wehrphysik, 2; Heizung und Lüftung, 2; Technisch-physikalisches Seminar, Unterstufe, 14tägig, 2 g, Oberstufe, 14tägig, 2 g; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten im Institut für technische Physik, halb- und ganztägig. —

Universität Tübingen. **Back:** Experimentalphysik: Elektrizität und Magnetismus, Optik, 4; Physikalische Übungen für Anfänger, 4, für Fortgeschrittene, 8 oder 4, für Mediziner, 2 oder 3;

Wissenschaftliche Untersuchungen, tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Braunbek und Fesefeldt), 1 g. — **Braunbek:** Theoretische Physik A: Mechanik, 4, Übungen, 1 g; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten in theoretischer Physik, tägl. — **Fesefeldt:** Mathematische Ergänzungen zur Experimentalphysik: Angewandte Atomphysik (Gasentladungen), 1; Einführung in die Ballistik, 1. —

Universität Würzburg. **Harms:** Experimentalphysik I, 4; Experimentalphysik für Fortgeschrittene, 2; Physikalisches Praktikum (mit N. N.), 6 und 3, für Fortgeschrittene, 6; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten (mit N. N.), tägl. — **N. N.:** Röntgenstrahlen, 1. — **Ott:** Elektrodynamik, 4, Übungen, 1; Vektorrechnung und Einführung in die theoretische Physik, 3. —

Universität Zürich. **Meyer:** Experimentalphysik: Mechanik, Akustik, Wärme, 5, Ergänzungen, 1, Seminar (mit Bär und Zuber), 2 g; Physikalisches Kolloquium (mit Wentzel und Bär), 2 g; Physikalisches Praktikum, für Anfänger, $3^1/_2$, für Vorgerückte, halbtägig; Ausführung selbständiger wissenschaftlicher Arbeiten, tägl. — **Wentzel:** Mechanik der Massenpunkte und der starren Körper, 4, Übungen, 1; Quantentheorie des Lichtes, 2; Theoretisch-physikalisches Seminar (mit Stueckelberg), 2 g. — **Ratnowsky:** Relativitätstheorie, 2. — **Bär:** Übungen in Demonstrationen von Schulexperimenten, 2; Theoretische Ergänzungen, 1 g. — **Zuber:** Wechselströme, 1; Repetitorium der Experimentalphysik, 1. —

Technische Hochschule Zürich. **Scherrer:** Physik I: Mechanik, Wellenlehre, Optik, 4, Repetitorium, 1, Übungen, 2; Angewandte Atomphysik, 2; Seminar über aktuelle Probleme der Experimentalphysik, 2; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 4 und 8, für Fortgeschrittene, 8, 12 und 24; Physikalisches Kolloquium (mit Pauli), 2; Selbständige Arbeiten in Physik, 8, 12 und 24. — **Pauli:** Optik und Elektronentheorie, 3, Übungen, 1; Analytische Dynamik, 2; Wissenschaftliche Arbeiten in theoretischer Physik, tägl. — **Tank:** Experimentalphysik: Mechanik, Elektrizität, 3, Übungen, 1; Technische Optik, 2; Hochfrequenztechnik II, 2; Praktikum in Hochfrequenztechnik, 3, 6 und 12; Diplomarbeiten in Hochfrequenztechnik; Selbständige Arbeiten auf dem Gebiete der Hochfrequenztechnik, 8, 12 und 24. — **Fischer:** Problem des Fernsehens, 2; Leitung selbständiger Arbeiten für technische Physik, tägl. — **E. Brandenberger:** Kristallstrukturtheorie und Kristallstrukturbestimmung, 2. — **Favre:** Mechanik II, 4; Kolloquium und Übungen, 4; Hydrodynamik, 2. — **Furter:** Physikalische Methoden in der organischen Chemie, 1 g. — **Gaßmann:** Geophysikalische Methoden, 2, Übungen, 3. — **Herzog:** Physik der Röntgenstrahlen, 2. — **Lugeon:** Allgemeine Meteorologie mit Rücksicht auf das Flugwesen, 2. — **Oßwald:** Architekturakustik und Schallisolation, 2; Leitung selbständiger Arbeiten im Laboratorium für Akustik, tägl. — **Rüst:** Photographie I, 2; Kinematographie, mit besonderer Berücksichtigung des Schmalfilms, 1; Photographisches Praktikum, 2, Photographisches Vollpraktikum, tägl. — **Sänger:** Oberflächeneigenschaften, 2; Artilleristische Schallmessung, 1. —

NACHRICHTEN

Wärmelehre: Der Ausschuß für Einheiten und Formelgrößen hat im Rahmen des Deutschen Normenausschusses das neue Normblatt Din 1345 „Formelgrößen und Einheiten der Wärmelehre und Wärmetechnik" herausgegeben (Beuth-Vertrieb, Berlin SW 68). In diesem Normblatt sind die Formelzeichen und die Benennungen der wichtigsten Begriffe festgelegt, sowie ferner die Einheiten für Temperaturdifferenz, für die Angabe von Temperaturpunkten und für die Entropie. Ausführliche Erläuterungen sind beigegeben.

Dozenturen: An der Universität Kiel Dr. Erich Einecke für allgemeine und anorganische einschließlich analytische Chemie.

Ernannt: Der Dozent für Physik an der Universität Würzburg Dr. Robert Döpel zum a. o. Professor für Radiophysik an der Universität Leipzig, der a. o. Professor an der Universität Breslau Dr. Hellmuth Hartmann zum ord. Professor der anorganischen Chemie an der Technischen Hochschule Braunschweig, der Dozent für Chemie an der Universität Jena Dr. Karl Gleu zum a. o. Professor daselbst, der Dozent für organische Chemie an der Universität Leipzig Dr. Alfred Rieche zum a. o. Professor daselbst, der nichtbeamtete a. o. Professor an der Technischen Hochschule Stuttgart Dr. Wolfgang Seith zum beamteten a. o. Professor für Physikalischen Chemie an der Universität Münster.

In den Ruhestand: Der ord. Professor der darstellenden Geometrie an der Technischen Hochschule Braunschweig Dr. Heinrich Timerding, der ord. Professor der Mathematik an der Universität Köln Dr. Ernst Fischer.

Gestorben: Der ord. Professor der allgemeinen und anorganischen sowie physikalischen Chemie an der Universität Bern Dr. Volkmar Kohlschütter, der ord. Professor für Geophysik an der Universität Jena und frühere Direktor der Reichsanstalt für Erdbebenforschung daselbst Geh. Regierungsrat Dr. Oskar Hecker, der frühere ord. Professor der anorganischen, Agrikultur- und Nahrungsmittelchemie an der Universität Brünn Dr. Max König.

Gesuche

Für Laboratoriumstätigkeit gesucht:

1 Physiker oder techn. Physiker

1 Physikerin und 1 Laborant(in)

Erfahrung in physikalisch-chemischen Untersuchungsmethoden erwünscht. Angebote mit Lebenslauf, Gehaltsansprüchen und Eintrittstermin an

Süddeutsche Apparate-Fabrik G. m. b. H.

Nürnberg 2, Schließfach 282

Verantwortlicher Schriftleiter: Professor Dr. Dr. h. c. P. Debye, Berlin. — Für den Anzeigenteil verantwortlich: A. Plohmann, Leipzig. — Verlag S. Hirzel, Leipzig C 1, Königstr. 2. — Druck: Bibliographisches Institut AG., Leipzig. — D. A. 1330, III. Vj. 1938. — Zur Zeit gilt Anzeigenpreisliste 3. — Printed in Germany.